

# Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

## D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.-Phys. Florian Robert Jürg Hug  
aus Frankfurt am Main

Darmstadt 2013  
D 17

Referent:	Professor Dr. rer. nat. N. Pietralla
Korreferent:	Professor em. Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter
Tag der Einreichung:	19. April 2013
Tag der Prüfung:	13. Mai 2013

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die longitudinale Teilchendynamik des Elektronenstrahls im supraleitenden, rezirkulierenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC detailliert untersucht und systematisch optimiert. Ziel ist dabei eine Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls, um die Präzision kernphysikalischer Elektronenstreuexperimente zu steigern. Im Gegensatz zur geläufigen Konvention an Linearbeschleunigern wird hierzu eine Beschleunigung auf der Flanke des Hochfrequenzfeldes zusammen mit einer nicht-isochronen Teilchendynamik in den Rezirkulationsstrecken verwendet. Durch optimale Anpassung des longitudinalen Betatronphasenvorschubs kann eine Unterdrückung des Einflusses der Regelungsgenauigkeit der supraleitenden Hochfrequenzstrukturen auf die Energieschärfe erreicht werden, so dass die resultierende Energieschärfe letztlich unabhängig von Fehlerbeiträgen der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen im Hauptbeschleuniger ist.

Zur Umsetzung wurden im Rahmen dieser Arbeit zuerst Simulationsrechnungen im longitudinalen Phasenraum durchgeführt, um den optimalen Arbeitspunkt für den S-DALINAC einzugrenzen. Die Ergebnisse dieser Simulationen lassen dabei neben einer höheren Energieschärfe des Elektronenstrahls auch eine größere Stabilität gegenüber Fehlereinflüssen erwarten. In einem weiteren Schritt musste die Strahldynamik in den Rezirkulationsbögen des S-DALINAC für einen nicht-isochronen Strahltransport mit Hilfe weiterer Simulationsrechnungen optimiert werden, bevor diese Bögen gemäß der Berechnungen umgestaltet wurden.

Die Quantifizierung der durchgeführten Änderungen erfolgte durch Flugzeitmessungen mit einem eigens entwickelten Messaufbau, der in dieser Arbeit präsentiert wird. Zum Abschluss konnte der optimale Arbeitspunkt am S-DALINAC mit Hilfe systematischer Messungen aufgefunden und eingestellt werden. Die Energieschärfe des nicht-isochron rezirkulierten Strahls war mit  $\Delta E_{rms}/E = 1.23 \cdot 10^{-4}$  um einen Faktor 5.4 besser als diejenige mit isochron rezirkuliertem Strahl. Dieser Wert stellt gleichzeitig die bislang höchste gemessene Genauigkeit für einen rezirkulierten Strahl am S-DALINAC dar.



# Abstract

Topic of this thesis work is a detailed investigation and systematic optimization of the longitudinal beam dynamics at the superconducting recirculating electron accelerator S-DALINAC aiming on a decreased energy spread of the electron beam, which is used in highly precise electron scattering experiments for nuclear physics. In contrast to the common convention for electron linacs an acceleration on edge of the accelerating field in addition to non-isochronous beam dynamics in the recirculation arcs is used within this work. Matching the betatron phase advance in longitudinal phase space properly the contribution of rf amplitude and phase jitters of the main linac to the resulting energy spread can be cancelled out completely.

To realize this concept at the S-DALINAC beam dynamics simulations in longitudinal phase space have been carried out in order to determine the optimal longitudinal working point. In addition the results of these simulations show beside the decreased energy spread an increased stability of the recirculated beam. In a next step the lattice of the recirculation arcs had to be revised using additional beam dynamics simulations in order to optimize them for a non-isochronous beam transport.

The modifications on the beam line of the recirculation arcs have been reviewed using time of flight measurements with a new set up which is also presented within this work. Finally the S-DALINAC could be tuned to its optimized longitudinal working point using systematic measurements of the energy spread on different working points. The energy spread of the non-isochronous recirculated beam has been determined to  $\Delta E_{rms}/E = 1.23 \cdot 10^{-4}$  which is an improvement of a factor 5.4 compared to the isochronous working point. This decrease in energy spread means the highest accuracy for a recirculated electron beam at the S-DALINAC measured so far.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>S–DALINAC</b>	<b>3</b>
2.1	Einführung . . . . .	3
2.2	Injektorbeschleuniger . . . . .	3
2.3	Hauptbeschleuniger und Experimente . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Motivation und Grundlagen der Teilchendynamik</b>	<b>7</b>
3.1	Auflösung von Elektronenstreuexperimenten . . . . .	7
3.2	Grundlagen der linearen Strahloptik . . . . .	8
3.2.1	Hill’sche Differentialgleichungen . . . . .	8
3.2.2	$\sigma$ -Matrixformalismus und Betatronschwingungen . . . . .	13
3.3	Longitudinale Teilchendynamik bei rezirkulierenden Beschleunigern	16
3.3.1	Isochrone Rezirkulation . . . . .	17
3.3.2	Nicht-isochrone Rezirkulation . . . . .	19
3.4	Ergebnisse früherer Arbeiten zum nicht-isochronen Rezirkulieren am S–DALINAC . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Simulationsrechnungen</b>	<b>23</b>
4.1	Longitudinale Strahldynamik . . . . .	23
4.1.1	Ermittlung des optimalen Arbeitspunkts . . . . .	23
4.1.2	Untersuchungen zur Strahlstabilität . . . . .	31
4.2	Optimierung der Strahlführung in den Rezirkulationen . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Entwicklung und Test eines Aufbaus für Flugzeitmessungen</b>	<b>39</b>
5.1	Messmethode und Aufbau des Prototyps . . . . .	39
5.2	Test am Injektorstrahl . . . . .	42
5.3	Digitale Messelektronik . . . . .	45

<b>6</b>	<b>Messungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC</b>	<b>47</b>
6.1	Longitudinale Dispersionsmessungen . . . . .	48
6.1.1	Erste Rezirkulation . . . . .	48
6.1.2	Zweite Rezirkulation . . . . .	50
6.2	Energieschärfe im nicht-isochronen Betrieb . . . . .	53
6.2.1	Systematische Messungen im longitudinalen Phasenraum .	53
6.2.2	Messung der optimalen Energieschärfe . . . . .	56
6.3	Vergleich von Streuspektren im isochronen und nicht-isochronen Betrieb . . . . .	58
<b>7</b>	<b>Schlussbemerkung und Ausblick</b>	<b>61</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>63</b>
A.1	Tracking Codes für longitudinale Teilchendynamik . . . . .	63
A.1.1	Parameterscan für 1,2 und 3 Rezirkulationen . . . . .	63
A.1.2	Unabhängige Variation der Dispersionen . . . . .	65
A.1.3	Variation der Weglänge . . . . .	66
A.2	Aufbau der ersten Rezirkulation . . . . .	67
A.3	Aufbau der zweiten Rezirkulation . . . . .	70



# 1 Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit, die im Teilprojekt E2 des Sonderforschungsbereichs 634 [1] entstanden ist, sollte die Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch die Anwendung nicht-isochroner Strahldynamik erhöht werden. Grundlage dieses Vorhabens waren theoretische Berechnungen aus [2, 3], die ein solches Vorgehen nahelegen. In [4] wurden bereits erste Schritte und ein Testexperiment im Hinblick auf das nicht-isochrone Rezirkulieren am S-DALINAC vorgestellt. Die vorliegende Arbeit behandelt alle notwendigen Schritte sowie weiterführende Simulationsrechnungen, die zur Umsetzung des Konzepts der nicht-isochronen Rezirkulation für den Regelbetrieb am S-DALINAC durchgeführt werden mussten.

Im folgenden Kapitel werden zunächst der supraleitende Elektronenbeschleuniger S-DALINAC und die angeschlossenen Experimentierplätze vorgestellt, bevor in Kap. 3 die Notwendigkeit einer hohen Energieschärfe für kernphysikalische Elektronenstreuexperimente motiviert wird. Im weiteren Verlauf von Kap. 3 werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen grundlegenden Formalismen der Teilchendynamik erläutert und der Stand der Vorarbeiten aus [4] vorgestellt.

Kapitel 4 behandelt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strahldynamiksimulationen. Im ersten Teil werden Simulationen der longitudinalen Strahldynamik präsentiert, die zur Bestimmung des optimalen longitudinalen Arbeitspunkts dienen. Weiterführende Simulationen untersuchten die Stabilität verschiedener longitudinaler Arbeitspunkte gegenüber externen Fehlern. Den Abschluss von Kap. 4 bilden Strahlführungsrechnungen zur Optimierung der Rezirkulationsbögen für einen nicht-isochronen Betrieb.

Zur Quantifizierung der Änderungen an der Strahlführung musste weiterhin ein Aufbau für Flugzeitmessungen entwickelt werden, der in Kap. 5 vorgestellt wird. Die am Elektronenstrahl durchgeführten Flugzeitmessungen in den Rezirkulationsbögen zur experimentellen Charakterisierung der Bögen nach dem Umbau folgen dann in Kap. 6. Ebenfalls in diesem Kapitel werden systematische Messungen zur Bestimmung der Energieschärfe des Elektronenstrahls auf verschiedenen longitudinalen Arbeitspunkten sowie Elektronenstreupektrern präsentiert, die mit isochronen und nicht-isochronen Beschleunigereinstellungen gewonnen wurden.

Zum Abschluss der Arbeit werden alle Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf weitere Optimierungsmöglichkeiten gegeben.

## 2 S–DALINAC

### 2.1 Einführung

Seit dem Zeitpunkt seiner vollständigen Inbetriebnahme im Jahr 1991 stellt der im Rahmen von zahlreichen Diplom- und Doktorarbeiten im Hause entwickelte supraleitende, rezirkulierende Elektronen-Linearbeschleuniger S–DALINAC (Superconducting-Darmstadt-electron-LINear-ACcellerator) das zentrale Großforschungsgerät im Institut für Kernphysik der TU Darmstadt dar [5–7]. Zudem wird er stetig im Rahmen von Bachelor-, Master- und Doktorarbeiten weiterentwickelt und immer wieder neuen experimentellen Herausforderungen angepasst. Ein Beispiel hierfür ist die Erzeugung eines ersten Infrarot-Laserstrahls am Freien-Elektronen-Laser (FEL) im Jahr 1996 [8, 9], dem ersten Freie-Elektronen-Laser in Deutschland. Einen schematischen Grundriss des S–DALINAC zeigt Abb. 2.1. Seit 2003 ist der S–DALINAC zentraler Bestandteil des bis Juni 2015 laufenden Sonderforschungsbereichs 634 „Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S–DALINAC“ [1], in dessen Rahmen auch umfangreiche Weiterentwicklungen an der Beschleunigeranlage gefördert werden. Beispielsweise seien hier der Einbau einer Quelle für spinpolarisierte Elektronen [10, 11] und der Aufbau einer digitalen Hochfrequenzregelung für die normalleitenden und supraleitenden Beschleunigerresonatoren genannt [12, 13]. Auch die im Rahmen dieser Arbeit verwirklichte Erhöhung der Energieschärfe durch nicht-isochrones Rezirkulieren ist Bestandteil des beschleunigerphysikalischen Forschungsprogramms des SFB 634.

### 2.2 Injektorbeschleuniger

Die zu beschleunigenden Elektronen werden entweder von einer thermionischen Kathode emittiert und mittels einer elektrostatischen Spannung auf eine kinetische Energie von 250 keV vorbeschleunigt oder durch Photoemission aus einer

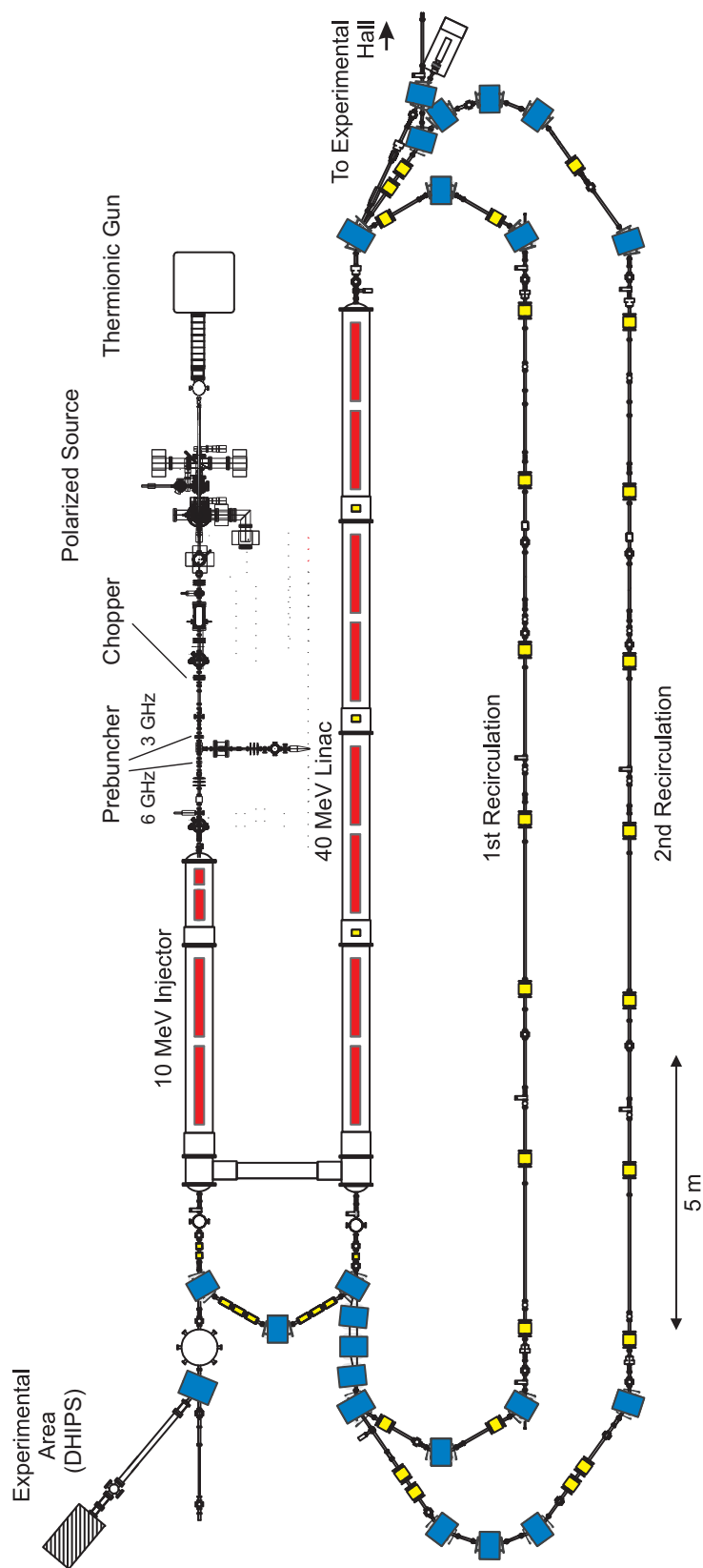


Abb. 2.1: Schematischer Grundriss des S-DALINAC, entnommen aus [7]. In dieser Arbeit liegt das Augenmerk auf der Strahldynamik im 40 MeV Hauptbeschleuniger und den zwei Rezirkulationen. Die Anordnung der Quadrupole in dieser Übersicht berücksichtigt bereits die Veränderungen, die im Rahmen dieser Arbeit erfolgt sind.

GaAs-Kathode in der polarisierten Quelle erzeugt. Diese Quelle erlaubt eine Vorbeschleunigung von bis zu 125 keV. Über eine steuerbare Gegenspannung an einer Wehnelt-Elektrode kann bei der thermionischen Kanone die Anzahl der Elektronen, die in die Hochspannungskaskade eintreten, und somit der resultierende Strahlstrom eingestellt werden [14]. Bei der Quelle für spinpolarisierte Elektronen wird der Strahlstrom durch eine Variation der Intensität des Laserstrahls gesteuert. Im Gegensatz zur thermionischen erlaubt die Quelle für polarisierte Elektronen bereits eine Pulsung des Elektronenstrahls entweder mit der Betriebsfrequenz von 3 GHz oder mit 75 MHz, wobei die niedrigere Frequenz zur Unterdrückung des Untergrunds an den Elektronenstreuexperimenten genutzt werden kann. Durch die Einstellung einer zirkularen Polarisation am Laserstrahl können spinpolarisierte Elektronen mit einem Polarisationsgrad von bis zu 86% erzeugt werden [10]. Der S-DALINAC ist für Strahlströme von wenigen nA bis hin zu 60  $\mu$ A bei Strahlenergien von etwa 2.5 bis zu 130 MeV ausgelegt. Dieser Wert von 130 MeV konnte allerdings bislang aufgrund einer zu niedrigen Kälteleistung des Heliumverflüssigers bei einer gleichzeitig zu hohen Verlustleistung der supraleitenden Kavitäten nicht realisiert werden [15]. Die maximal erreichte Strahlenergie beträgt 102 MeV im Dauerstrichbetrieb und 120 MeV im gepulsten Betrieb mit einem Tastverhältnis von 33% [16]. Momentan sind im Dauerstrichbetrieb Strahlenergien um 85 MeV möglich. Um diesen Wert weiter zu steigern, ist der Einbau einer dritten Rezirkulationsstrecke geplant, die es erlaubt den Hauptbeschleuniger ein weiteres Mal zu nutzen [17].

Nach der elektrostatischen Vorbeschleunigung erfolgt im normalleitenden Teil des Injektors die Präparierung des Elektronenstrahls für die weitere Beschleunigung in den supraleitenden HF-Kavitäten. Zu diesem Zweck wird dem Strahl durch einen Chopperresonator und zwei Prebuncher (auf Betriebsfrequenzen von 3 GHz und 6 GHz) eine 3 GHz Zeitstruktur aufgeprägt [18]. Zusätzlich wird er mittels magnetischer Linsen und Quadrupolmagnete fokussiert und durch Korrekturdipolmagnete (Steerer) auf der Strahlachse gehalten. Weiterhin kann ein Wien-Filter zur Drehung des Elektronenspins verwendet werden. Im supraleitenden Teil des Injektors werden die Elektronen dann in einer 2-zelligen und einer 5-zelligen Einfangsstruktur sowie in zwei 20-zelligen Strukturen auf Energien von bis zu 10 MeV beschleunigt [19]. Im Rahmen des SFB 634 wurde zudem ein neues Kryostatmodul für den Injektorbeschleuniger entwickelt und aufgebaut, das

zukünftig hinter dem Injektor Elektronenenergien von bis zu 14 MeV und Strahlströme von bis zu 250  $\mu\text{A}$  erlaubt [20, 21].

## 2.3 Hauptbeschleuniger und Experimente

Hinter dem Injektor können die Elektronen für Experimente mit niederenergetischer  $\gamma$ -Strahlung am DHIPS-Messplatz (Darmstadt High Intensity Photon Setup) [22] verwendet oder über einen achromatischen und isochronen  $180^\circ$ -Bogen in den Hauptbeschleuniger gelenkt werden [23]. Achromasie und Isochronizität sind dabei Eigenschaften des Strahltransportsystems, die sicherstellen, dass die Elektronen unabhängig von ihrer Energie die gleiche Flugzeit durch den Bogen benötigen und auch keine transversalen Winkel- oder Positionsabweichungen auftreten. Anders ausgedrückt bedeutet eine achromatische und isochrone Einstellung, dass im Injektionsbogen weder transversale noch longitudinale Dispersionseffekte auftreten, so dass sich beim Einschuss in den Hauptbeschleuniger Phase und Position der einzelnen Elektronen auch bei Schwankungen der Injektorenergie nicht verändern. Der Hauptbeschleuniger besteht aus acht supraleitenden Kavitäten, die die Elektronenenergie insgesamt um bis zu 40 MeV erhöhen. Diese Beschleunigungsstrecke kann derzeit durch Rezirkulieren bis zu drei Mal genutzt werden, um die Maximalenergie von 130 MeV zu erreichen. Auch die Rezirkulationsstrecken sind im ursprünglichen Aufbau des S-DALINAC achromatisch und isochron ausgelegt [4, 23]. Hinter dem Hauptbeschleuniger wird der Elektronenstrahl durch die Extraktionsstrahlführung zu verschiedenen Messplätzen in die Experimentierhalle geleitet. Dort können das QCLAM-Spektrometer für (e,e'x)-Experimente [24, 25] und für Elektronenstreuexperimente unter extremen Rückstreuwinkeln um  $180^\circ$  [26], ein  $169^\circ$ -Lintott-Spektrometer für hochauflösende, inklusive (e,e')-Elektronenstreuexperimente [27] sowie der Niederenergie-Photonentagger NEPTUN [28, 29] für Experimente mit energiemarkierten Photonen verwendet werden.

### 3 Motivation und Grundlagen der Teilchendynamik

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist in erster Linie eine deutliche Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel zuerst auf die Notwendigkeit einer hohen Strahlqualität für kernphysikalische Elektronenstreuexperimente eingegangen. Danach werden die Grundlagen der linearen Strahloptik erläutert, auf deren Basis die in Kap. 4 präsentierten Simulationsrechnungen durchgeführt wurden. Im Folgenden wird dann dargestellt, wie die Strahlqualität des Elektronenstrahls an einem rezirkulierenden Linearbeschleuniger gezielt durch Anwendung nicht-isochroner Strahldynamik verbessert werden kann. Zum Abschluss dieses Kapitels werden erste Arbeiten zum nicht-isochronen Rezirkulieren am S-DALINAC aus [4] vorgestellt, an deren Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit angeknüpft wurde.

#### 3.1 Auflösung von Elektronenstreuexperimenten

Die Halbwertsbreite der Energieverteilung des Elektronenstrahls  $\Delta E$  geht als ein Fehlerbeitrag gemeinsam mit der apparativen Auflösung des Spektrometers  $\Delta E_{SP}$  und der Energiestreuung durch das Target  $\Delta E_T$  in die Linienbreite

$$\Delta E_{ges} = \sqrt{(\Delta E_T)^2 + (\Delta E_{SP})^2 + (\Delta E)^2} \quad (3.1)$$

des Streuspektrums ein. Dabei addieren sich die verschiedenen Fehlerbeiträge statistisch unabhängig voneinander auf. Die am S-DALINAC üblicherweise verwendeten Targets mit typischen Massenbelegungen von wenigen  $\text{mg}/\text{cm}^2$  tragen in Transmissionsgeometrie mit  $\Delta E_T \approx 10 \text{ keV}$  zum Gesamtfehler bei [30,31], dies bedeutet in relativen Zahlen bei einer Strahlenergie von 80 MeV  $\Delta E_T/E \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ . Die apparative Auflösung des Lintott-Spektrometers ist mit  $\Delta E_{SP}/E = 3 \cdot 10^{-4}$  angegeben [32,33], die vom QCLAM-Spektrometer [24] liegt ebenfalls im Bereich  $\Delta E_{SP}/E = 3 - 4 \cdot 10^{-4}$ . In die apparative Auflösung gehen dabei Abbildungsfehler der Spektromettermagnete aufgrund ihrer Winkelakzeptanz, Fehlerbeiträge durch

die Strahlfleckgröße auf dem Streutarget sowie die Auflösung des Detektorsystems in der Fokalebene ein [30]. Die Werte für die oben aufgeführten Fehlerbeiträge implizieren auch die Anforderungen an den Elektronenstrahl am S-DALINAC. Um die experimentelle Auflösung für Elektronenstreuexperimente nicht zu verschlechtern, wird eine Energieschärfe von  $\Delta E/E < 2 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $\Delta E_{rms}/E < 10^{-4}$  angestrebt, so dass der Gesamtfehler nicht durch Beiträge des Elektronenstrahls dominiert wird. Des Weiteren müssen diese Energieschärfe sowie der Schwerpunkt der Strahlenergie über große Zeitskalen konstant bleiben, um einen verlässlichen Experimentierbetrieb zu gewährleisten.

## 3.2 Grundlagen der linearen Strahloptik

### 3.2.1 Hill'sche Differentialgleichungen

Trajektorien und Bewegungsgleichungen geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern werden grundsätzlich durch die elektrostatische Feldkraft und die Lorentzkraft

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.2)$$

hervorgerufen durch externe Felder zur Strahlführung, sowie der elektromagnetischen Wechselwirkung der Teilchen untereinander bestimmt.

Im weiteren Verlauf wird zur Vereinfachung der Rechnungen von hochrelativistischen Elektronen ( $v \approx c$ ) ausgegangen. Diese Vereinfachung ist zulässig, da bereits hinter dem Injektor des S-DALINAC typische Elektronenenergien von mindestens 5 MeV vorliegen und damit die Geschwindigkeit der Elektronen  $v \approx 0.995 \cdot c$  beträgt. Weiterhin werden Raumladungseffekte, also die Wechselwirkung der Elektronen im Strahl untereinander, nicht berücksichtigt, da diese gerade bei hochrelativistischen Elektronenenergien und geringen Strahlströmen, wie sie am S-DALINAC vorliegen, nur einen sehr geringen Einfluss besitzen [4, 34, 35].

Zur weiteren Vereinfachung der Berechnung der Bewegungsgleichungen ist es hilfreich, ein Koordinatensystem einzuführen, dessen Ursprung sich mit dem Sollteil-



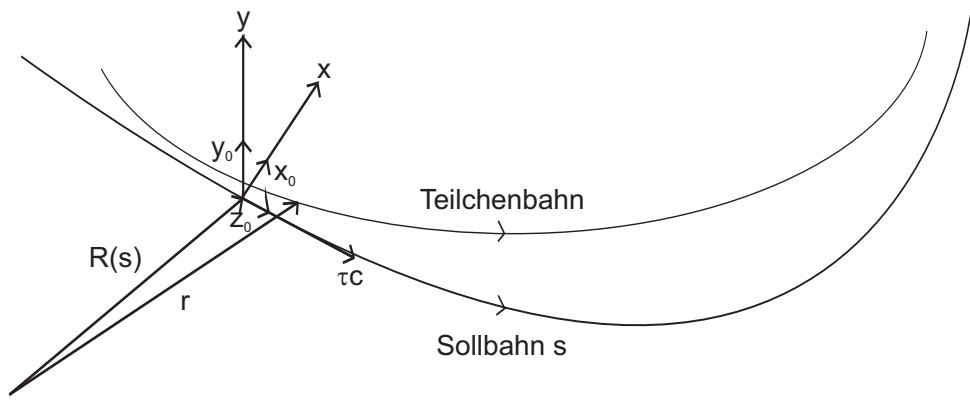


Abb. 3.1: Mitbewegtes Koordinatensystem. Die Koordinaten eines Teilchens auf einer beliebigen Bahn werden in Bezug auf das Sollteilchen auf der Sollbahn  $s$  beschrieben. Entnommen aus [35].

chen innerhalb eines Beschleunigers mitbewegt, während als Koordinaten nur noch die Abweichungen von den Koordinaten des Sollteilchens betrachtet werden [36].

$$\vec{r} = \vec{R}(s) + x\vec{x}_0 + y\vec{y}_0 + \tau c\vec{z}_0 \quad (3.3)$$

Die Sollbahn wird durch die externen Felder der strahlführenden Elemente eines Beschleunigers festgelegt und durch einen Vektor  $\vec{R}(s)$  ausgedrückt, die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten entsprechen dann nur noch transversalen Abweichungen von der Sollbahn. Die longitudinale Abweichung ist durch das Produkt  $\tau c$  gegeben (siehe Abb. 3.1).

Die Hill'schen Gleichungen können aus (3.2) und (3.3) hergeleitet werden [36]:

$$\frac{d^2x}{ds^2} - \left( k(s) - \frac{1}{\rho^2(s)} \right) x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.4)$$

$$\frac{d^2y}{ds^2} + k(s)y = 0 \quad (3.5)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, dass sämtliche Strahlführungselemente in einer Ebene aufgebaut sind und dass nichtlineare Terme in den auftretenden Kraftfeldern vernachlässigbar sind. Die Größe  $\Delta p = p - p_0$  bezeichnet die Abweichung vom Sollimpuls  $p_0 = \gamma_0 mc$ ,  $\rho(s)$  den Krümmungsradius der Teilchenbahn innerhalb

von Dipolmagneten und  $k(s)$  die Brechkraft innerhalb von Quadrupolmagneten. Das Vorzeichen von  $k(s)$  ist so gewählt, dass  $k < 0$  gilt, wenn der Quadrupol in der horizontalen Ebene  $x$  fokussierend wirkt [36].

Die beiden Hill'schen Gleichungen (3.4) und (3.5) bilden ein System von entkoppelten Differentialgleichungen der beiden transversalen Bewegungsrichtungen, wobei die Gleichung für die horizontale Bewegungsrichtung  $x$  unter Umkehrung der Quadrupolfeldstärken  $k(s)$  und unter Abwesenheit von Dipolfeldern in die für die vertikale Bewegungsrichtung  $y$  überführt werden kann. Die Lösung der Hill'schen Gleichung für die horizontale Koordinate  $x$  setzt sich aus den zwei linear unabhängigen Lösungen  $C(s)$  und  $S(s)$  der homogenen Differentialgleichung und einer speziellen Lösung  $D(s)$  der inhomogenen Differentialgleichung zusammen, während der Dispersionsterm  $D(s)$  bei der Lösung für die vertikale Koordinate  $y$  aufgrund der Festlegung auf horizontale Dipolfelder verschwindet [37]:

$$\begin{aligned} x(s) &= C_x(s)x_0 + S_x(s)x'_0 + D_x(s)\frac{\Delta p}{p_0} \\ y(s) &= C_y(s)y_0 + S_y(s)y'_0 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Die Lösungen  $C(s)$  und  $S(s)$  der homogenen Differentialgleichungen werden aufgrund ihrer Anfangsbedingungen kosinusartige und sinusartige Bahnen genannt. Die Größe  $D(s)$  steht für die transversale Dispersion, die bei Abweichungen der longitudinalen Impulse auftritt. Zur kompletten Beschreibung der Dynamik ist es weiterhin erforderlich, auch die Divergenz  $\vec{r}'(s) = d\vec{r}(s)/ds$  der Elektronenbewegung zu bestimmen, die eine Abweichung der Bewegungsrichtung von der Richtung des Sollteilchens ausdrückt. Diese Divergenz beschreibt den Winkel der Flugrichtung des Teilchens zur Flugrichtung des Sollteilchens und ist ebenfalls durch die Lösungen  $C(s)$ ,  $S(s)$  und  $D(s)$  festgelegt:

$$\begin{aligned} x'(s) &= C'_x(s)x_0 + S'_x(s)x'_0 + D'_x(s)\frac{\Delta p}{p_0} \\ y'(s) &= C'_y(s)y_0 + S'_y(s)y'_0 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Die Hill'schen Gleichungen (3.6) und (3.7) lassen sich des Weiteren in Form einer Matrixgleichung mit einer Transportmatrix  $R$  mit  $\det(R) = 1$  darstellen.

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ c\tau \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ c\tau_0 \\ \frac{\Delta p_0}{p} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$R = \begin{pmatrix} C_x & S_x & 0 & 0 & 0 & D_x \\ C'_x & S'_x & 0 & 0 & 0 & D'_x \\ 0 & 0 & C_y & S_y & 0 & D_x \\ 0 & 0 & C'_y & S'_y & 0 & D'_x \\ r_{51} & r_{52} & 0 & 0 & r_{55} & r_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r_{65} & r_{66} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Mit dieser Transportmatrix  $R$  lässt sich die Transformation des kompletten  $6 \times 6$  - Phasenraums eines Elektrons von einem beliebigen Startpunkt aus beschreiben. Für bestimmte Fragestellungen ist es hilfreich lediglich Untermatrizen von  $R$  zu betrachten. Beispielsweise reicht es aus, für die Berechnung des Strahltransports entlang einer geraden Strecke mit Quadrupolmagneten nur die  $4 \times 4$  Untermatrix der transversalen Koordinaten zu betrachten, weil hier die Dispersionsterme aufgrund von  $\rho \rightarrow \infty$  verschwinden, so dass longitudinaler und transversaler Phasenraum vollständig entkoppeln. Jedes in der Strahlführung verwendete Element besitzt eine charakteristische Transporteigenschaft, die sich jeweils durch Lösung der Hill-Gleichungen unter Einsetzen der für dieses Element gültigen Werte von  $k$  und  $\rho$  ergibt und sich durch eine für jedes Element charakteristische Transportmatrix  $R_i$  darstellen lässt.

Einige Transportmatrizen der am S-DALINAC verwendeten Strahlführungselemente sind in Tab. 3.1 beispielhaft aufgeführt. Die Transformation aller Teilchenkoordinaten und ihrer Divergenzen entlang einer Strahlführung, die aus mehreren aufeinanderfolgenden Strahlführungselementen zusammengesetzt ist, erfolgt durch eine schrittweise Transformation von Element zu Element [36]. Im Matrix-

Tab. 3.1: Transportmatrizen verschiedener am S-DALINAC verwendeter Strahl-  
führungselemente. Es gilt  $\Omega = \sqrt{|k|}L$ .

---

---

Driftstrecke der Länge $L$ ( $k=0$ )						
$\begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$						
horizontal fokussierender Quadrupol der Länge $L$ ( $k<0$ )						
$\begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{ k }} \sin \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{ k } \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{ k }} \sinh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{ k } \sinh \Omega & \cosh \Omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$						
Dipol der Länge $L$ mit Ablenkradius $\rho$ ( $k>0$ )						
$\begin{pmatrix} \cos \Omega & \rho \sin \Omega & 0 & 0 & 0 & \rho(1 - \cos \Omega) \\ -\frac{1}{\rho} \sin \Omega & \cos \Omega & 0 & 0 & 0 & \sin \Omega \\ 0 & 0 & 1 & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{c} \sin \Omega & -\frac{\rho}{c}(1 - \cos \Omega) & 0 & 0 & 1 & -\frac{\rho}{c}(1 - \sin \Omega) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$						

---

---

formalismus bedeutet dies eine schrittweise Multiplikation der einzelnen Transportmatrizen  $R_i$  mit dem Anfangsvektor  $\vec{X}_0$ :

$$\vec{X}_n = R_n \cdot R_{n-1} \cdot \dots \cdot R_3 \cdot R_2 \cdot R_1 \cdot \vec{X}_0 \quad (3.10)$$

### 3.2.2 $\sigma$ -Matrixformalismus und Betatronschwingungen

Mit den Hill'schen Gleichungen wird die Bewegung eines einzelnen Elektrons durch die Strahlführung eines Beschleunigers beschrieben. Letztlich sind aber die kollektiven Eigenschaften aller Elektronen im Strahl von Interesse, wenn abgeschätzt werden soll, wie ein Strahl durch eine Strahlführung transportiert wird. In diesem Abschnitt werden deshalb Formalismen vorgestellt, die die Beschreibung eines Ensembles von Teilchen erlauben. Dazu wird zunächst angenommen, dass die mittleren Abweichungen  $\langle a \rangle$  der Teilchenkoordinaten vom Sollteilchen normalverteilt sind, also dass

$$P(a - \langle a \rangle) \propto e^{-(a - \langle a \rangle)^2} \quad (3.11)$$

gilt. Des Weiteren wird vorausgesetzt, dass die Teilchenkoordinaten unabhängig sind. Das Phasenraumvolumen des Teilchenensembles kann unter diesen Annahmen durch ein 6-dimensionales Ellipsoid dargestellt werden, das sich aus den Gaußverteilungen aller transversalen und longitudinalen Koordinaten ergibt. Die Größe dieses Ellipsoids ist durch die  $\sigma$ -Umgebungen der Gaußverteilungen vorgegeben, so dass in seinem Volumen ca. 67 % aller Teilchen enthalten sind [37]. Abbildung 3.2 zeigt die Phasenraumellipse für die horizontale Koordinate  $x$ , die eine 2-dimensionale Projektion des gesamten Phasenraums darstellt.

Das Phasenraumellipsoid lässt sich durch eine symmetrische  $\sigma$ -Matrix beschreiben:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} & \sigma_{14} & \sigma_{15} & \sigma_{16} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} & \sigma_{24} & \sigma_{25} & \sigma_{26} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} & \sigma_{34} & \sigma_{35} & \sigma_{36} \\ \sigma_{14} & \sigma_{24} & \sigma_{34} & \sigma_{44} & \sigma_{45} & \sigma_{46} \\ \sigma_{15} & \sigma_{25} & \sigma_{35} & \sigma_{45} & \sigma_{55} & \sigma_{56} \\ \sigma_{16} & \sigma_{26} & \sigma_{36} & \sigma_{46} & \sigma_{56} & \sigma_{66} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Das Phasenraumvolumen des Ensembles ist proportional zur Determinante der  $\sigma$ -Matrix. Die Emittanz

$$\epsilon = \det(\sigma) \quad (3.13)$$

und damit das Phasenraumvolumen des Teilchenstrahls ist nach dem Theorem von Liouville eine Erhaltungsgröße, sofern nur konservative äußere Kräfte wirken [36], was unter den oben gemachten Annahmen für die lineare Strahloptik zutrifft. Insbesondere bleibt das Phasenraumvolumen konstant, sofern keine inneren Raumladungseffekte, elektromagnetische Feldkomponenten höherer, nichtlinearer Ordnung oder Beschleunigungsfelder berücksichtigt werden. Die Transformation

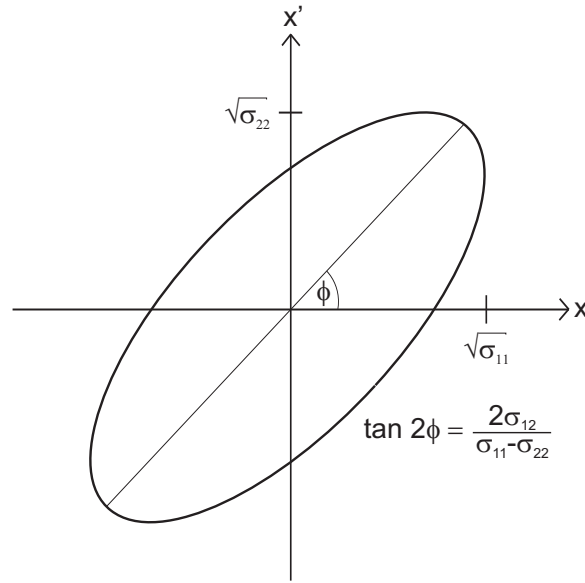


Abb. 3.2: Phasenraumellipse im horizontalen Phasenraum  $x$ . Entnommen aus [35].

dieser  $\sigma$ -Matrix entlang einer Strahlführung erfolgt ähnlich dem Vorgehen bei einzelnen Elektronen, das im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde, durch die schrittweise Multiplikation mit Transportmatrizen [36]:

$$\sigma_1 = R \cdot \sigma_0 \cdot R^T \quad (3.14)$$

Der  $\sigma$ -Matrix-Formalismus ist Basis des am S-DALINAC entwickelten Simulationsprogramms *xbeam* [38,39], welches für die Simulationsrechnungen zur Optimierung der Rezirkulationsbögen bezüglich nicht-isochroner Transporteigenschaften verwendet wurde, die in Kap. 4 vorgestellt werden.

Ein weiterer, anschaulicherer Lösungsansatz für die Hill'schen Gleichungen (3.4, 3.5) ist hingegen der Betatronformalismus, der von Anfang an die Phasenellipse eines Teilchenensembles voraussetzt. Ein quasiharmonischer Ansatz beschreibt die Bewegung eines Teilchens auf dem äußeren Rand der Phasenellipse mit der Emittanz  $\epsilon$  [40]:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos(\mu(s) - \mu_0) \quad (3.15)$$

Die Betatronfunktion  $\beta(s)$  kann hierbei als Amplitude der quasiharmonischen Betatronschwingung verstanden werden, während  $\mu(s)$  eine Phase darstellt. Ähnlich der  $\sigma$ -Matrix beschreiben die drei Parameter  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  und  $\gamma(s)$ , im Folgenden Twiss-Parameter genannt [41], die gesamte Dynamik des Strahls. Sie hängen wie folgt mit der Betatronfunktion zusammen [40]:

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta(s)}{ds} \quad (3.16)$$

$$\beta(s) = \beta(s) \quad (3.17)$$

$$\gamma(s) = -\frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)} \quad (3.18)$$

In ähnlicher Weise wie bei der  $\sigma$ -Matrix lassen sich auch die Twiss-Parameter durch eine Transportmatrix entlang einer Strahlführung transformieren. Zudem ist es möglich, die Twiss-Parameter auch durch die  $\sigma$ -Matrix auszudrücken,  $\sigma$ -Matrix-Formalismus und Betatronformalismus führen also wie gefordert zu dem

selben Ergebnis und stellen gleichwertige Lösungen der Hill'schen Gleichungen (3.4, 3.5) dar:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \epsilon \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Anschaulich lassen sich die Betatronfunktion  $\beta(s)$  und die Phasenfunktion  $\mu(s)$  als Amplitude und Phase einer Schwingung im Phasenraum verstehen. Eine volle Schwingung im Phasenraum bedeutet hierbei, dass sich die Phasenellipse (vgl. Abb. 3.2) genau einmal um sich selbst gedreht hat. Die Strahlbreite an einer beliebigen Position  $s$  der Strahlführung ist dabei proportional zu  $\sqrt{\beta(s)}$ . Durch einen Vergleich von Durchmesser der Vakuumkammer und der Betatronfunktion  $\beta(s)$  können somit in einfacher Weise die strahloptisch engsten Stellen der Strahlführung aufgefunden werden [36]. Vor allem bei der Berechnung der Strahloptik in Kreisbeschleunigern ergeben sich aber noch zusätzliche Vorteile aus der Betrachtung der Betatronschwingungen. Bei Kreisbeschleunigern wird dieselbe Strahlführung viele Male durchlaufen, die Randbedingungen für den Strahl sind demnach periodisch. Treten im Bereich dieser Strahlführung kleine Fehler in den Magnetfeldern oder Hochfrequenzfeldern auf, werden diese ebenfalls viele Male vom Strahl durchlaufen. Um ein Aufaddieren dieser Fehler und die damit einhergehende Instabilität des Strahls zu verhindern, muss darauf geachtet werden, dass der Betatronphasenvorschub pro Umlauf

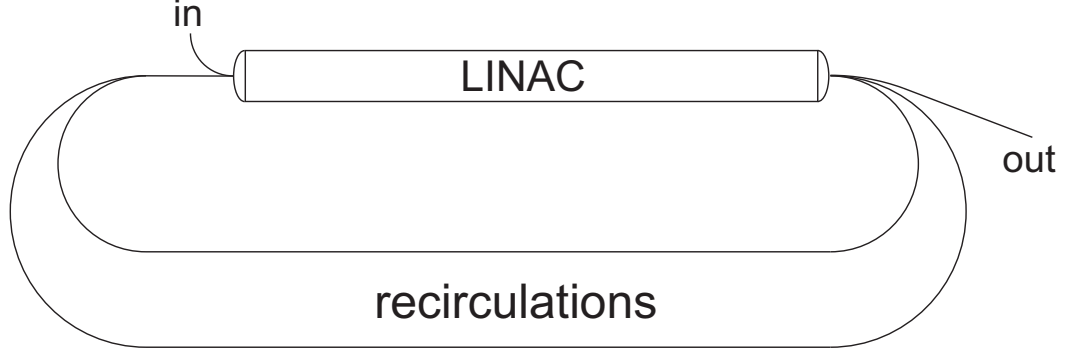
$$Q = \frac{\Delta\mu(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} \quad (3.20)$$

erst nach vielen Umläufen wieder ein Vielfaches von  $\pi$  annimmt [36].

### 3.3 Longitudinale Teilchendynamik bei rezirkulierenden Beschleunigern

In einem rezirkulierenden Elektronenbeschleuniger, wie er vereinfacht in Abb. 3.3 dargestellt ist, durchlaufen die Elektronen dieselbe Beschleunigungsstrecke mehr-





**Abb. 3.3:** Vereinfachtes Schema eines rezirkulierenden Linearbeschleunigers mit zwei Rezirkulationen und drei Durchläufen durch die Beschleunigungsstrecke.

fach, während sie abhängig von ihrer Energie auf unterschiedlichen Rezirkulationsstrecken zum Beschleuniger zurückgeführt werden (vgl. [2, 3]). Die Rezirkulationen sind dabei so aufgebaut, dass die Flugstrecke der Elektronen auf der Sollbahn immer ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge der Betriebsfrequenz beträgt, so dass sich die Elektronen bei jedem Wiedereintritt in den Beschleuniger in der selben Phase bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenzfelder befinden.

### 3.3.1 Isochrone Rezirkulation

In einem Linearbeschleuniger für Elektronen wird die Phase der beschleunigenden Hochfrequenzfelder in der Regel so gewählt, dass die Elektronen im Maximum (“on crest”) dieser Felder beschleunigt werden [42]. Dieses Vorgehen bietet zwei Vorteile: erstens kann so das Beschleunigungsfeld maximal ausgenutzt werden und zweitens besitzt die kosinusförmige Schwingung im Maximum die geringste Steigung, so dass Fehler aufgrund der Bunchlänge minimiert werden. Die Beschleunigungsphase wird im Folgenden als Synchrotronphase  $\Phi_S$  bezeichnet. Das Maximum liegt bei  $\Phi_S = 0^\circ$  und es ergibt sich für das elektrische Feld in einem Resonator mit der Schwingungsamplitude  $\hat{E}$  folgender Ausdruck:

$$E_{acc} = \hat{E} \cos(\omega t + \tau) \quad (3.21)$$

Die Länge der Elektronenpakete von  $\Delta\tau = \pm 1^\circ$  am S-DALINAC führt unabhängig von der Regelungsgenauigkeit der Hochfrequenz zu einer bestmöglichen

Energieschärfe [4] von  $\Delta E/E = 10^{-4}$ . Dies setzt allerdings voraus, dass die Länge der Elektronenpakete innerhalb der Rezirkulationsstrecken nicht ansteigt. Die Elektronen müssen die Rezirkulationen also unabhängig von ihrer Energie in derselben Zeit durchfliegen. Aus diesem Grund spricht man in diesem Fall von einer isochronen Strahlführung, was gleichbedeutend mit dem Verschwinden der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  am Ende jedes Rezirkulationsbogens ist. Darüber hinaus ist die Strahlführung der Rezirkulationen des S-DALINAC so ausgelegt, dass auch die transversale Dispersion  $D$ , die Winkeldispersion  $D'$  sowie die transversal-longitudinalen Kopplungsterme  $r_{51}$  und  $r_{52}$  am Ende jedes Bogens verschwinden [23]. Letzteres ist vor allem für die Simulationen der longitudinalen Strahldynamik in Kap. 4 von großem Vorteil.

Zusätzlich zu dem oben genannten Fehler, der aufgrund der Bunchlänge auftritt, müssen beim isochronen Rezirkulationsschema mit Beschleunigung im Maximum des Hochfrequenzfeldes auch Fehlerbeiträge durch Phasen- und Amplitudenschwankungen der supraleitenden Resonatoren beachtet werden. Das Beschleunigungsfeld

$$E_{acc} = (\hat{E} + \Delta\hat{E}) \cos(\omega t + \Delta\Phi + \tau) \quad (3.22)$$

für ein beliebiges Elektron im Bunch hängt also auch vom Phasenfehler  $\Delta\Phi$  und vom Amplitudenfehler  $\Delta\hat{E}$  der supraleitenden Beschleunigungsstruktur im Moment der Passage des Elektrons ab. In Abb. 3.4 wird dieser Zusammenhang verdeutlicht. Ein Phasenfehler in beliebiger Richtung bewirkt beispielsweise immer eine Verringerung der Strahlenergie. Des Weiteren führen die hohen belasteten Güten der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen von  $Q_L \approx 3 \cdot 10^7$  zu langen Zeitkonstanten im Bereich von 0.1 ms [4]. Gleichzeitig durchlaufen die Elektronen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit ( $v \approx c$ ) den gesamten Beschleuniger in weniger als 0.5  $\mu$ s. Näherungsweise erfährt ein Elektron also denselben Phasen- und Amplitudenfehler jeder Beschleunigungsstruktur dreimal, wodurch sich diese Fehler aufaddieren. Insgesamt führt dies zu einer erwarteten Energieschärfe von  $\Delta E/E > 10^{-3}$ , was sich auch mit den Erfahrungswerten aus dem Betrieb deckt [4]. Dieser Wert verfehlt allerdings die oben genannten Anforderungen für kernphysikalische Elektronenstreuexperimente deutlich. Vor allem für Messungen am QCLAM-Spektrometer, das keine Möglichkeit der Dispersionsanpassung

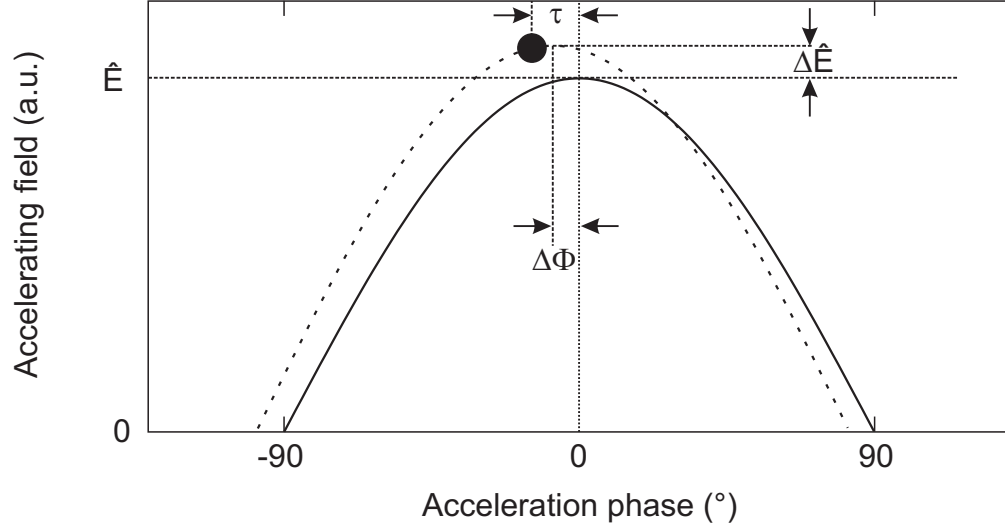


Abb. 3.4: Abbild einer halben Schwingung des Hochfrequenzfeldes einer Beschleunigungsstruktur zur Verdeutlichung der Fehlerbeiträge  $\Delta\hat{E}$ ,  $\Delta\Phi$  und  $\tau$  aus Gl. (3.22).

besitzt, kann daher die Energieschärfe nur durch die Verwendung eines energiedefinierenden Schlitzsystems [38] verbessert werden. Der Einsatz der Schlitze bedeutet allerdings einen Verlust eines erheblichen Teils des Strahlstroms und erzeugt gleichzeitig Untergrundstrahlung. Aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt ein anderes Konzept zur Erhöhung der Energieschärfe durch nicht-isochrones Rezirkulieren vorgestellt.

### 3.3.2 Nicht-isochrone Rezirkulation

Beim nicht-isochronen Rezirkulieren erfolgt die Beschleunigung nicht im Maximum des Hochfrequenzfeldes sondern auf der Flanke (“on edge“) mit einer Synchrotronphase  $\Phi_S \neq 0^\circ$  (siehe Abbildung 3.5). Um den gleichen Energiegewinn  $E_{soll}$  wie bei der Beschleunigung im Maximum zu erhalten, muss das Maximalfeld  $\hat{E}$  erhöht werden (“overvoltage“). Der Energiegewinn eines Elektrons im Beschleunigungsfeld unter Berücksichtigung seines longitudinalen Abstands vom Sollteilchen  $\tau$  und dem Phasen- und Amplitudenfehler der Beschleunigungsstruktur  $\Delta\Phi$  bzw.  $\Delta\hat{E}$  beträgt dann [3]:

$$E_{acc} = (\hat{E} + \Delta\hat{E}) \cos(\omega(t + \tau) + \Delta\Phi + \Phi_S) \quad (3.23)$$

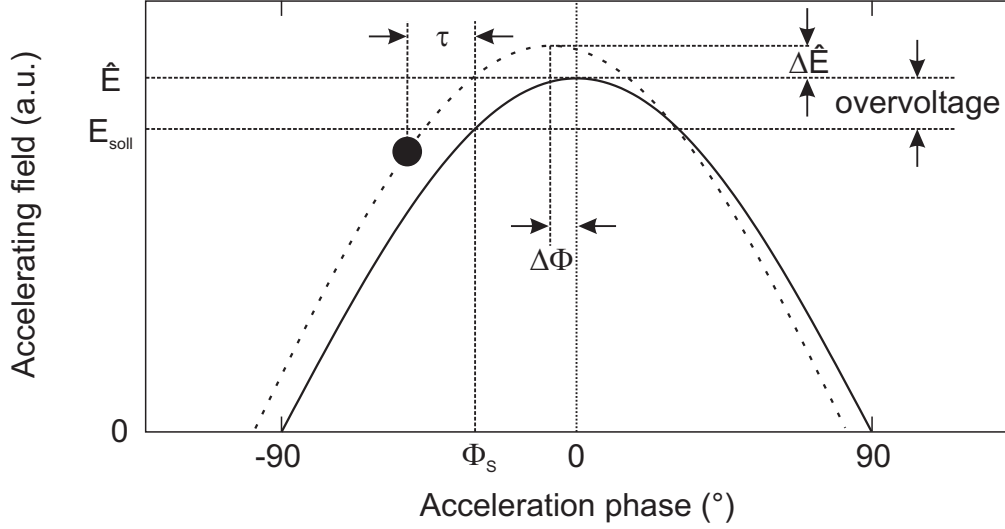


Abb. 3.5: Abbild einer halben Schwingung des Hochfrequenzfeldes einer Beschleunigungsstruktur zur Erläuterung der in Gl. (3.23) verwendeten Symbole. Wird eine Beschleunigung auf der Flanke gewählt, muss das Maximalfeld  $\hat{E}$  erhöht werden („overvoltage“), um für die Sollteilchen den gleichen Energiegewinn wie bei einer Beschleunigung im Maximum zu erreichen.

Die Rezirkulationen werden zudem nicht-isochron betrieben, so dass Elektronen unterschiedlicher Energie eine Weglängendifferenz proportional zu ihrer Energieabweichung vom Sollteilchen erhalten [3]:

$$r_{56} = \frac{\partial l}{\partial E} \neq 0 \quad (3.24)$$

Die Elektronen werden dadurch zu Synchrotronoszillationen im longitudinalen Phasenraum angeregt. Im Gegensatz zum Vorgehen bei Kreisbeschleunigern führt jedoch bei Mikrotrons oder auch rezirkulierenden Linearbeschleunigern eine gezielte Einstellung auf eine halbzahlige Anzahl von Betatronschwingungen zu einer Erhöhung der Energieschärfe [2]. Dies lässt sich am besten veranschaulichen, wenn man den einfachsten Fall eines rezirkulierenden Beschleunigers betrachtet, nämlich einen Linearbeschleuniger mit einer Struktur, der zwei Mal passiert wird sowie eine dazwischenliegende, dispersive Rezirkulationsstrecke. Im zweidimensionalen longitudinalen Phasenraum  $(E, \Phi)$  stellt ein Amplitudenfehler  $\Delta \hat{E}$  der Struktur beim Durchgang durch den Beschleuniger einen zusätzlichen Fehlervektor dar, der in der Energiedimension auf die Teilchenkoordinaten aufaddiert wird.

Im isochronen Fall würde dieser Vektor beim zweiten Durchschuss ein weiteres Mal aufaddiert, so dass sich sein Fehlerbeitrag verdoppelt. Durch Ausnutzen der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  in der Rezirkulationsstrecke kann allerdings beim nicht-isochronen Rezirkulieren eine Korrelation zwischen den Koordinaten  $E$  und  $\Phi$  im longitudinalen Phasenraum dergestalt erzeugt werden, dass der Fehlervektor  $\Delta\hat{E}$  beim zweiten Durchschuss durch den Beschleuniger kompensiert wird. Dies ist gerade dann der Fall, wenn eine halbzahlige Anzahl von Betatronschwingungen eingestellt wird [2].

Im Fall halbzahliger Betatronschwingungen im longitudinalen Phasenraum wird auch bei mehreren Rezirkulationen am Austritt aus dem Beschleuniger die Energieschärfe des Injektors reproduziert, während Fehler im Hauptbeschleuniger komplett ausgeglichen werden. Ausgehend von einer Soll-Energieschärfe hinter dem Injektor des S-DALINAC von  $\Delta E_{I,rms}/E_I = 10^{-3}$  errechnet sich nach zweimaligem Rezirkulieren eine bestmögliche Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E \approx 7.7 \cdot 10^{-5}$ , mit welcher die experimentellen Anforderungen erfüllt wären.

### 3.4 Ergebnisse früherer Arbeiten zum nicht-isochronen Rezirkulieren am S-DALINAC

Die Übertragung des in [2, 3] vorgestellten Konzepts der nicht-isochronen Strahldynamik auf den S-DALINAC wurde erstmals in [4] angeregt. Im Verlauf einer mehrwöchigen Strahlzeit am QCLAM-Spektrometer wurde der Elektronenstrahl sukzessive so optimiert, dass schließlich mit einer Energieauflösung von  $\Delta E/E \approx 6 \cdot 10^{-4}$  gemessen werden konnte [43]. Eine nachträgliche Untersuchung der Magneteinstellung in den Rezirkulationsbögen des S-DALINAC zeigte, dass zum Schluss der Strahlzeit eine nicht-isochrone Einstellung des Beschleunigers vorlag. Allerdings war es im Nachhinein nicht mehr möglich, den Wert der Synchrotronphase  $\Phi_S$  zu bestimmen.

Im weiteren Verlauf wurde durch Simulationsrechnungen der optimale longitudinale Arbeitspunkt für den S-DALINAC zu  $\Phi_S = -9.5^\circ$  und  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  bestimmt [4]. Zudem wurden die beiden Magnetbögen der ersten Rezirkulation so

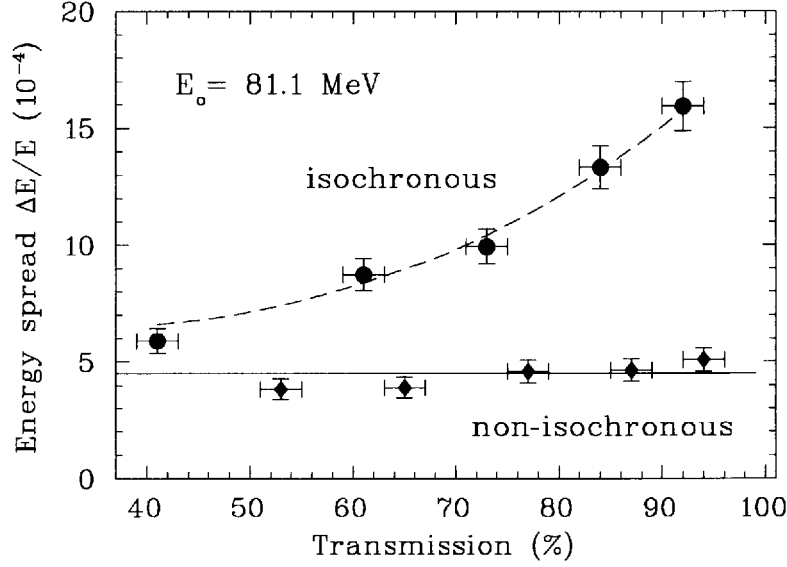


Abb. 3.6: Energieschärfe des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Einstellung des Schlitzsystems bei isochroner und nicht-isochroner Einstellung des Beschleunigers. Bild entnommen aus [44].

umgebaut, dass sie jeweils eine longitudinale Dispersion von  $r_{56} = -0.75 \text{ mm}/\%$  erzeugen können. In einem ersten Testexperiment wurde schließlich eine Energieschärfe von  $\Delta E/E = 4.5 \cdot 10^{-4}$  erreicht und mit der einer isochronen Einstellung verglichen. Um die gleiche Präzision durch Einsatz des Schlitzsystems [38] bei isochroner Einstellung des Beschleunigers zu erreichen, müssten 60 % des Strahls gestoppt werden, wie in Abb. 3.6 verdeutlicht wird [4, 44].

Weitergehende systematische Messungen zur nicht-isochronen Strahldynamik erfolgten allerdings nicht. Auch wurde der Beschleuniger vorerst nicht weiter auf einem nicht-isochronen Arbeitspunkt betrieben. In den folgenden Kapiteln werden die Schritte vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, um zukünftig den Regelbetrieb auf dem optimalen nicht-isochronen Arbeitspunkt und somit eine verlässlich hohe Energieschärfe des Elektronenstrahls zu ermöglichen.

## 4 Simulationsrechnungen

In diesem Kapitel werden zunächst strahldynamische Simulationsrechnungen im longitudinalen Phasenraum vorgestellt, die für eine Übertragung des Konzepts des nicht-isochronen Rezirkulierens aus [2, 3] auf die Bedingungen am S-DALINAC notwendig waren. Der zweite Teil behandelt die Optimierung der Rezirkulationsbögen des S-DALINAC im Hinblick auf die Umsetzung des nicht-isochronen Rezirkulierens in die Praxis.

### 4.1 Longitudinale Strahldynamik

#### 4.1.1 Ermittlung des optimalen Arbeitspunkts

Auf einem optimalen longitudinalen Arbeitspunkt vollziehen die Elektronen während des Beschleunigungsvorgangs eine halbzahlige Anzahl von Betatronschwingungen im longitudinalen Phasenraum [2, 3]. Dies ist bereits bei Nutzung von nur einer Rezirkulationsstrecke möglich, so dass sich das Konzept ohne Einschränkungen auf den S-DALINAC mit seinen zwei Rezirkulationen übertragen lässt.

Zum Auffinden des optimalen Arbeitspunkts wurden Simulationen mit dem Computerprogramm MATLAB R2012a [45] in einem eigens entwickelten Trackingcode durchgeführt (siehe A.1.1). Die Verwendung von MATLAB bietet sich dabei an, da sich die Start- und Istwerte für Phasen- und Energieabweichungen der einzelnen Elektronen bezüglich des Sollteilchens gut in Form von Matrizen darstellen lassen. Gerade für die Simulation vieler Teilchen bietet MATLAB damit große Geschwindigkeitsvorteile gegenüber rein schleifenbasierten Berechnungsmethoden.

Im ersten Schritt des Tracking-Algorithmus wurde eine  $2 \times 5000$  Matrix mit zufälligen Startwerten hinter dem Injektor bezüglich Energie ( $E$ ) und Phase ( $\tau$ ) für 5000 Elektronen erzeugt. Im nächsten Schritt wurden auf ähnliche Weise zwei  $8 \times 5000$  Matrizen mit zufälligen Amplituden- ( $\Delta\hat{E}_i$ ) und Phasenwerten ( $\Delta\Phi_i$ ) für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen generiert, so dass für jedes Elektron zufällige, fehlerbehaftete Startwerte und Beschleunigungsfeldstärken vorliegen. Im Gegensatz zu den Berechnungen in [4], die in erster Linie eine

Tab. 4.1: Parameter für die Simulationsrechnungen der longitudinalen Strahldynamik.

Simulationsrechnungen aus	[4]	dieser Arbeit
Energie hinter dem Injektor	10 MeV	10 MeV
Energieschärfe des eintretenden Strahls	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Bunchlänge des eintretenden Strahls	$\pm 1^\circ$	$\pm 1^\circ$
Energiegewinn einer Beschleunigungsstruktur	5 MeV	5 MeV
Anzahl Beschleunigungsstrukturen	8	8
relativer Amplitudenfehler	$10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$
Phasenfehler	$1^\circ$	$0.3^\circ$
Verteilung der Zufallsvariablen	gleichverteilt	normalverteilt
Anzahl der Elektronen	5000	5000

qualitative Überprüfung der Anwendbarkeit der Ansätze aus [2, 3] und nicht die Vergleichbarkeit mit experimentellen Werten am S-DALINAC zum Ziel hatten, wurden in dieser Arbeit normalverteilte anstatt gleichverteilter Zufallsverteilungen für die Simulationsrechnungen verwendet. Messungen zur Genauigkeit der digitalen Hochfrequenzregelung aus [46, 47] belegen, dass die Fehler der supraleitenden Strukturen annähernd normalverteilt sind. Die Energieverteilung hinter dem Injektorbeschleuniger wurde beispielsweise in [34, 35] berechnet und zeigt eine Verteilung, die leicht rechtsschief hin zu hohen Energien mit einem niederenergetischen Schwanz ausfällt. Diese Verteilung lässt sich aber wiederum besser durch eine Normalverteilung als eine Rechteckverteilung annähern. Als Fehlerbreiten der Zufallsverteilungen wurden in die Simulationsrechnungen typische Werte für den S-DALINAC aus [35] und [47] eingesetzt. Tabelle 4.1 zeigt einen Überblick der verwendeten Simulationsparameter und stellt diese auch den in [4] verwendeten gegenüber.

Nach der Erzeugung der Startverteilungen wurden der Energiegewinn der Elektronen im Beschleunigungsfeld aller acht Strukturen gemäß Gl. (3.23) berechnet und aufsummiert und ihre neuen Phasenwerte ( $\tau$ ) durch Anwendung der longitudinalen Dispersion gemäß Gl. (3.24) festgelegt. Dies wurde für zwei weitere



Durchschüsse durch den Hauptbeschleuniger wiederholt, am Ende des Beschleunigungsvorgangs die Energieschärfe des Elektronenpakets bestimmt und gemeinsam mit den Werten von  $r_{56}$  und  $\Phi_S$  abgespeichert. In mehreren Durchläufen konnten so die Parameter longitudinale Dispersion  $r_{56}$  und Synchrotronphase  $\Phi_S$  unabhängig voneinander variiert und die resultierende Energieschärfe des Elektronenstrahls für jedes Wertepaar  $(r_{56}, \Phi_S)$  berechnet werden. Zur Überprüfung des Codes wurden zudem die Berechnungen aus [4] mit gleichverteilten Zufallsvariablen als Eingangsparameter nachvollzogen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung des longitudinalen Phasenraums sind in Abb. 4.1 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass übereinstimmend mit den theoretischen Berechnungen aus [2,3] abseits des isochronen Arbeitspunkts Bereiche mit verbesserter Energieschärfe existieren. Bei Verwendung der Simulationsparameter aus [4] konnte der optimale longitudinale

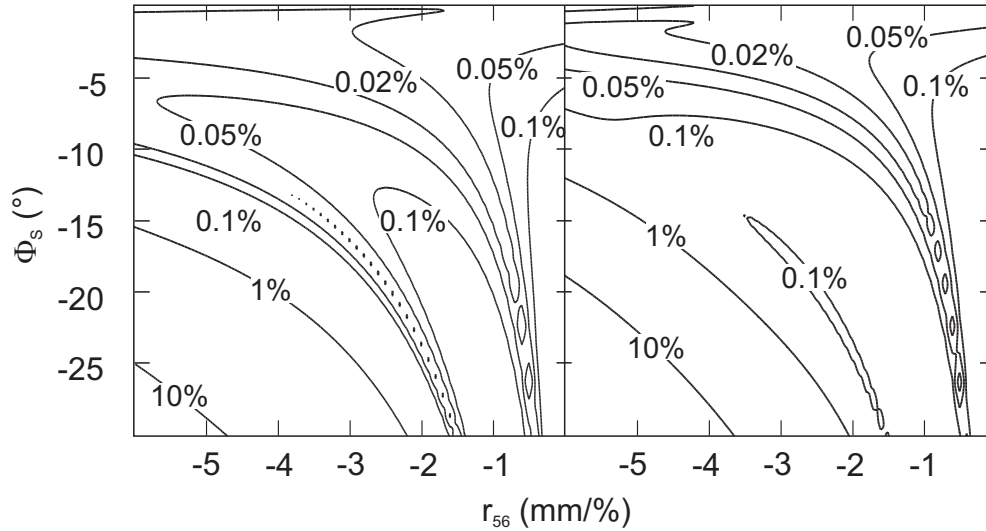


Abb. 4.1: Höhenlinien gleicher Energieschärfe des Elektronenstrahls als Funktion der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  und der Synchrotronphase  $\Phi_S$ . Auf der linken Seite ist die Simulation vorgestellt, mit der die Berechnungen aus [4] zur Überprüfung des Codes nachvollzogen wurden und die zu gleichen Ergebnissen führt. Die rechte Seite zeigt das Simulationsergebnis unter Verwendung normalverteilter Zufallsvariablen und der neu gewonnenen Messwerte für die Stabilität der supraleitenden Beschleunigungsfelder aus [47]. Qualitativ ergibt sich das gleiche Ergebnis wie in [4]. Die Energieschärfe auf dem nicht-isochronen Arbeitspunkt fällt jedoch etwas schlechter aus.

Tab. 4.2: Simulationsergebnisse für 1,2 und 3 Rezirkulationen auf isochronem und nicht-isochronen Arbeitspunkt. Bei Verwendung mehrerer Rezirkulationen steigt der Faktor der Energieschärfeverbesserung an.

Rezirkulationen	$\Delta E_{rms}/E$ isochron	$\Delta E_{rms}/E$ nicht-isochron	Faktor
1	$2.45 \cdot 10^{-4}$	$1.14 \cdot 10^{-4}$	2.16
2	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	2.18
3	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$9.96 \cdot 10^{-5}$	2.52

Arbeitspunkt für den S-DALINAC in Übereinstimmung mit [4] zu  $\Phi_S = -9.5^\circ$  und  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  bei einer Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 6 \cdot 10^{-5}$  bestimmt werden, der neu entwickelte Tracking-Code führt also zu konsistenten Ergebnissen. Allerdings führt die Verwendung gleichverteilter Zufallsvariablen zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Fehler. Die Standardabweichung einer gleichverteilten Zufallsvariablen der Breite  $\pm 1$  beträgt 0.58. Die Fehlerbeiträge der Injektion sowie der supraleitenden Kavitäten wurden demnach in [4] unterschätzt. Eine Anwendung von normalverteilten Zufallsvariablen mit den Fehlern aus [4] ergibt eine Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 1.13 \cdot 10^{-4}$ , was eine Verbesserung gegenüber der isochronen Einstellung um einen Faktor von 3.6 bedeutet. Bei Einsetzen der Fehlerbreiten der neu entwickelten, digitalen Hochfrequenzregelung errechnet sich der optimale Arbeitspunkt zu  $\Phi_S = -9.4^\circ$  und  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  bei einer Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 1.1 \cdot 10^{-4}$ . Im Vergleich zu einer isochronen Einstellung, deren Energieschärfe sich bei Verwendung der modernisierten Hochfrequenzregelung zu  $\Delta E_{rms}/E = 2,4 \cdot 10^{-4}$  ergibt, bedeutet dies nur noch eine Verbesserung um den Faktor 2.2.

In einem weiteren Schritt wurden auch die optimalen Strahlparameter für die Verwendung von einer oder drei Rezirkulationen bestimmt (siehe Abb. 4.2). Am S-DALINAC besteht die Möglichkeit, den Strahl bereits nach nur einer Rezirkulation und zweimaliger Verwendung des Hauptbeschleunigers zu extrahieren [23]. Zudem ist zur weiteren Energieerhöhung der Einbau einer dritten Rezirkulationsstrecke geplant, so dass der Hauptbeschleuniger in Zukunft bis zu vier Mal zur Beschleunigung genutzt werden kann [7, 48]. Für die Verwendung einer Rezirkulation ergibt sich eine beste Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 1.14 \cdot 10^{-4}$  bei

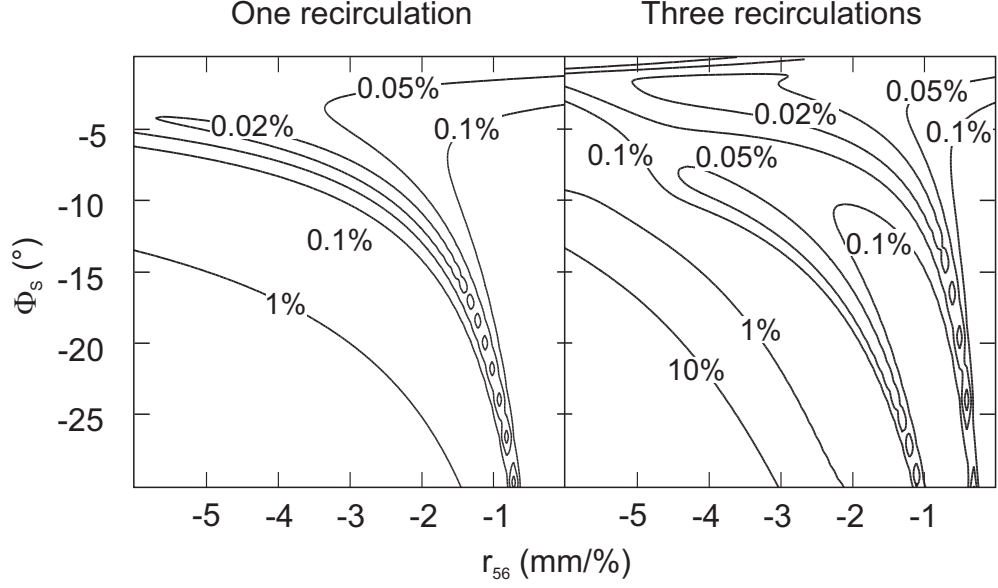


Abb. 4.2: Höhenlinien gleicher Energieschärfe des Elektronenstrahls als Funktion der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  und der Synchrotronphase  $\Phi_s$  bei Nutzung von einer Rezirkulation (links) oder drei Rezirkulationen (rechts).

$\Phi_S = -12.6^\circ$  und  $r_{56} = -1.8 \text{ mm}/\%$ . Für drei Rezirkulationen ergeben sich am optimalen Arbeitspunkt  $\Delta E_{rms}/E = 9.96 \cdot 10^{-5}$  bei  $\Phi_S = -7.3^\circ$  und  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$ . In Tab. 4.2 sind die Simulationsergebnisse für eine, zwei und drei Rezirkulationsdurchgänge nochmals zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass der Gewinn an Energieschärfe zwischen isochronem und nicht-isochronem Arbeitspunkt ansteigt, je mehr Rezirkulationen verwendet werden.

Um herauszufinden, ob sich die Energieschärfe des rezirkulierten Strahls noch weiter steigern lässt, wurden in weiterführenden Berechnungen für die Verwendung zweier Rezirkulationen mit einem modifizierten Tracking-Code (siehe A.1.2) auch die Werte der longitudinalen Dispersionen der einzelnen Rezirkulationen frei gegeneinander variiert. Dabei wurde ausgenutzt, dass der S-DALINAC diese Freiheiten in der Strahleinstellung im Gegensatz zum Polytron, wie es in [2] vorgestellt wird, durch seinen Aufbau mit unabhängig einstellbaren Magnetbögen für jeden Rezirkulationsdurchgang bietet. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Abb. 4.3 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass sich die Energieschärfe des Elektronenstrahls durch eine asymmetrische Einstellung der Dispersionen in den Rezirkulationen tatsächlich weiter erhöht. Der optimale longitudinale Arbeitspunkt wird nach diesen Berechnungen mit Einstellungen von  $\Phi_S = -9.5^\circ$ ,

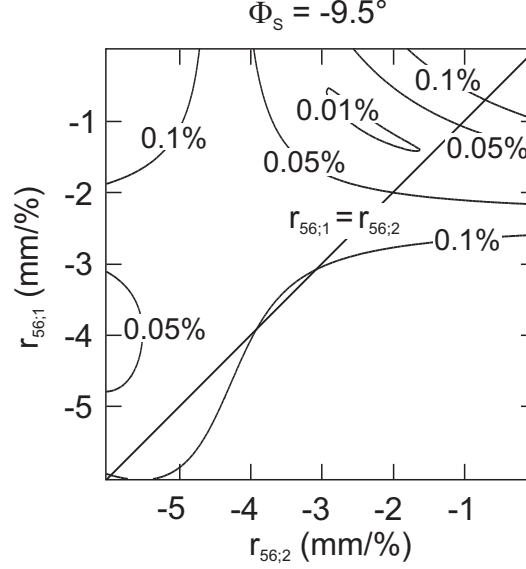


Abb. 4.3: Höhenlinien gleicher Energieschärfe des Elektronenstrahls als Funktion der longitudinalen Dispersion der ersten ( $r_{56;1}$ ) und der zweiten Rezirkulation ( $r_{56;2}$ ) bei einer konstanten Synchrotronphase von  $\Phi_s = -9.5^\circ$ . Es ist zu erkennen, dass sich die Energieschärfe des Elektronenstrahls durch asymmetrische Einstellung der Dispersionen in den Rezirkulationen noch weiter steigern lässt.

$r_{56;1} = -1.05 \text{ mm/}\%$  und  $r_{56;2} = -2.4 \text{ mm/}\%$  erreicht. Die so erreichbare Energieschärfe beträgt  $\Delta E_{rms}/E = 7.9 \cdot 10^{-5}$ . Die Steigerung gegenüber dem isochronen Arbeitspunkt beläuft sich nun auf einen Faktor von 3.

In einem nächsten Schritt wurde der longitudinale Phasenraum am so ermittelten Arbeitspunkt nach der Berechnung jeder Beschleunigungs- oder Bogensektion ausgelesen. Dies ermöglicht eine schrittweise Beobachtung des Strahltransports während des Beschleunigungsvorgangs und ermöglicht damit eine Überprüfung der Hypothese, dass am optimalen Arbeitspunkt eine halbzahlige Anzahl von Betatronschwingungen im longitudinalen Phasenraum vorliegt [2,3]. Wie in Abb. 4.4 zu erkennen ist, ergibt sich am optimierten longitudinalen Arbeitspunkt in der Tat genau eine halbe Betatronschwingung der Elektronen im Phasenraum.

Am optimalen Arbeitspunkt wird die Energieverteilung bei Injektion in den Hauptbeschleuniger am Ende des Beschleunigungsvorgangs reproduziert. Die relative Energieschärfe sollte sich somit um einen Faktor von 13 gegenüber dem Injektorstrahl verbessern, da nach zweimaligem Rezirkulieren am S-DALINAC die 13-

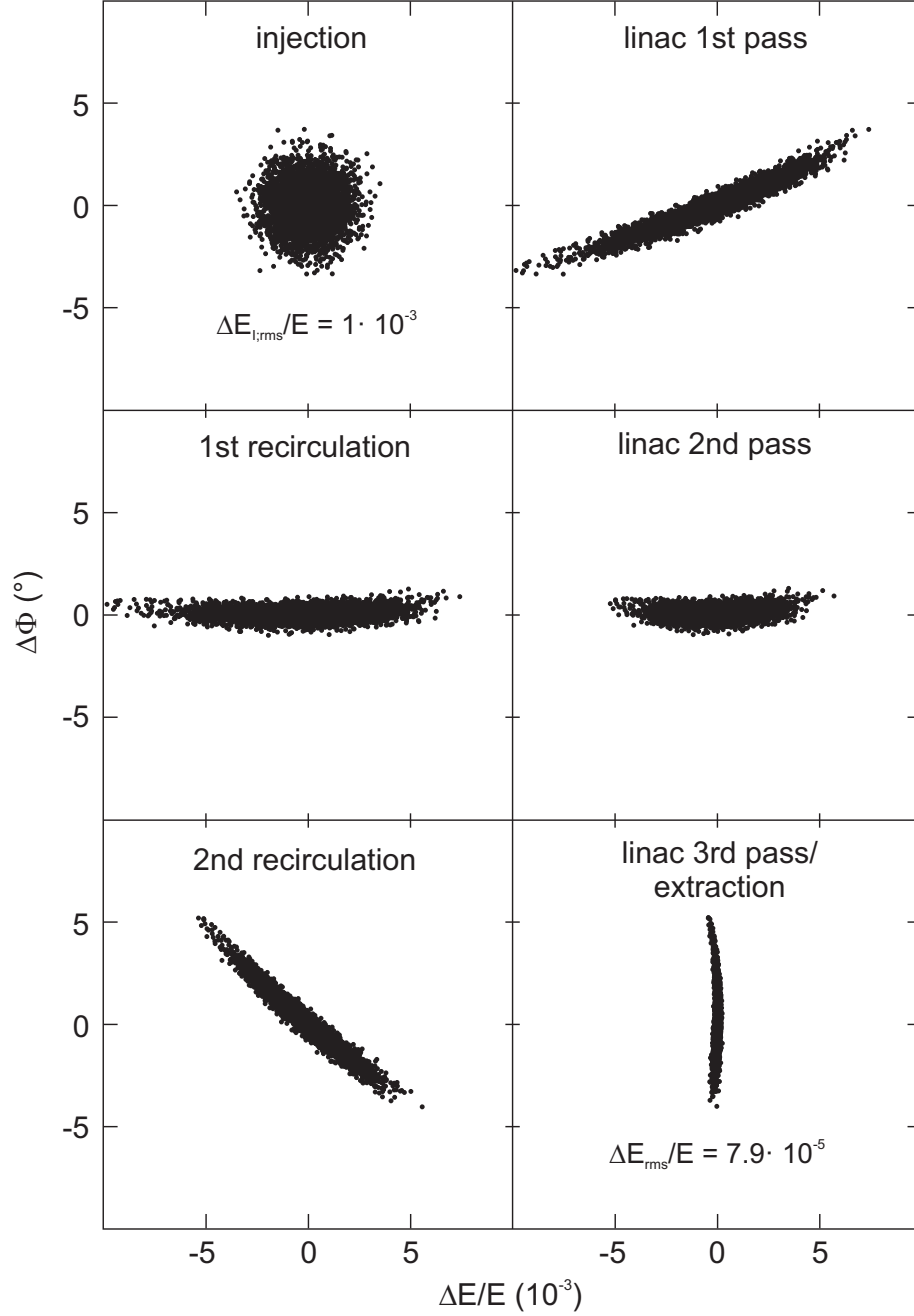


Abb. 4.4: Longitudinaler Phasenraum des Elektronenstrahls nach jeder Beschleunigungs- oder Bogensektion, bei optimaler Wahl der Parameter  $r_{56}$  und  $\Phi_s$ . Nach drei Durchläufen durch den Hauptbeschleuniger hat das Elektronenpaket genau eine halbe Betatronschwingung im longitudinalen Phasenraum vollzogen. In Übereinstimmung mit [2, 3] führt dies zu einer hohen Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 7.9 \cdot 10^{-5}$ .

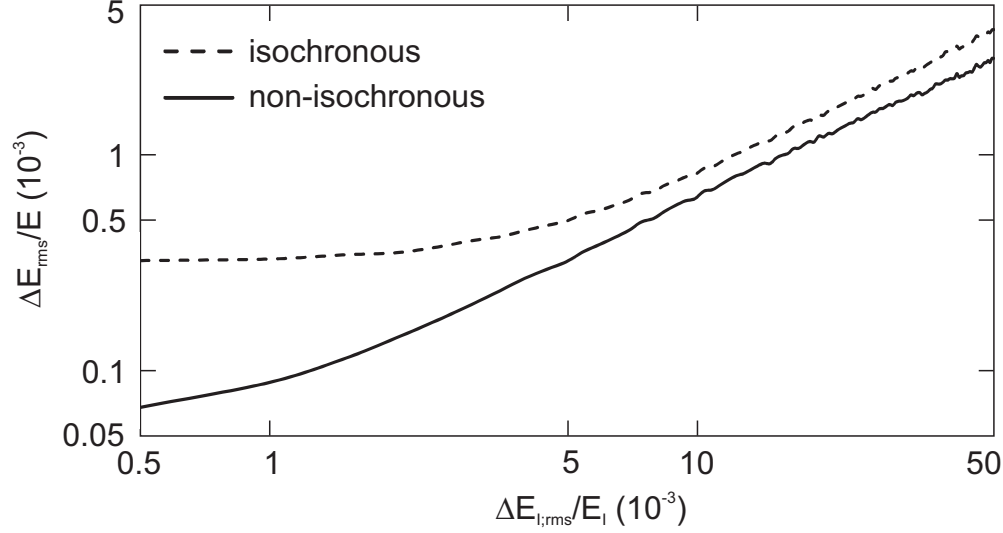


Abb. 4.5: Abhängigkeit der Energieschärfe  $\Delta E_{rms}/E$  im isochronen und nicht-isochronen Betrieb von der Energieschärfe  $\Delta E_{I,rms}/E_I$  des Elektronenstrahls hinter dem Injektorbeschleuniger. Am nicht-isochronen Arbeitspunkt liegt über weite Bereiche ein linearer Zusammenhang vor, was den Vorhersagen aus [2,3] entspricht. Am isochronen Arbeitspunkt dominieren ab einer Energieschärfe des Injektors von  $\Delta E_{I,rms}/E_I \approx 2 \cdot 10^{-3}$  die Fehlerbeiträge der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, weshalb sich der Gesamtfehler nicht weiter verringert.

fache Injektorenergie erreicht wird. Dieser Faktor ist durch die Wahl der Ablenk-  
winkel des Separationsmagneten hinter dem Hauptbeschleuniger festgelegt [23].  
Teilt man die Energieschärfe  $\Delta E_{I,rms}/E_I = 10^{-3}$  hinter dem Injektor durch 13  
erhält man eine bestmögliche Energieschärfe von  $\Delta E_{rms}/E = 7.7 \cdot 10^{-5}$ , die  
durch nicht-isochrones Rezirkulieren erreichbar wäre. Der oben genannte Wert  
von  $\Delta E_{rms}/E = 7.9 \cdot 10^{-5}$  kommt diesem tatsächlich sehr nahe. Die restliche  
Abweichung lässt sich durch die nicht ganz linearen Zusammenhänge, also insbe-  
sondere durch die kosinusförmige Schwingung der Hochfrequenzfelder erklären.

Zur Verdeutlichung wurde die Abhängigkeit der Energieschärfe nach dem kom-  
pletten Beschleunigungsvorgang von der Energieschärfe des Injektors berechnet.  
Für einen nicht-isochronen Arbeitspunkt besteht hier über einen großen Werte-  
bereich für den Injektorfehler ein linearer Zusammenhang, wie in Abb. 4.5 zu  
erkennen ist. Lediglich bei sehr niedrigen Werten der Energieschärfe hinter dem  
Injektor fallen weitere Fehlerbeiträge ins Gewicht, was zu einem Abknicken der

Kurve führt. Bei Verwendung eines isochronen Arbeitspunkts knickt die Kurve schon bei größeren Werten für den Injektorfehler ab. Ab diesem Punkt dominieren die Fehlerbeiträge der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, so dass eine weitere Verbesserung der Energieschärfe hinter dem Injektor keine weitere Verbesserung der Energieschärfe nach dem kompletten Beschleunigungsvorgang hätte. Ein nicht-isochron rezirkulierter Strahl würde dagegen deutlich von einer größeren Präzision des Injektorstrahls profitieren.

Durch Verwendung eines energiedefinierenden Schlitzsystems hinter dem Injektorbeschleuniger soll daher zukünftig die Energieschärfe und der Schwerpunkt der Energieverteilung hinter dem Injektor auf  $\Delta E_{I,rms}/E_I = 10^{-3}$  fixiert werden [49, 50]. Zudem soll durch eine Ankunftszeitmessung mit Hilfe eines HF-Monitors [51, 52] und eine Rückkopplung an die Hochfrequenzregelung auch die Phase des in den Hauptbeschleuniger eintretenden Strahls auf  $\pm 1^\circ$  stabilisiert werden [53].

#### 4.1.2 Untersuchungen zur Strahlstabilität

Für die Experimente am S-DALINAC ist neben der Energieschärfe auch eine hohe Stabilität des Elektronenstrahls erforderlich, da einzelne Spektren oft über Tage bis Wochen aufgezeichnet werden. Treten während der Messzeit allerdings Schwankungen auf, können diese die Auflösung der Experimente verschlechtern oder im schlimmsten Fall bereits gemessene Anteile der Spektren unbrauchbar machen. In diesem Abschnitt liegt daher das Augenmerk auf der Untersuchung, ob sich durch eine nicht-isochrone Einstellung des Beschleunigers neben der Erhöhung der Energieschärfe auch Vorteile für die Stabilität des Elektronenstrahls ergeben. Diese Vermutung liegt nahe, da die in [2] durchgeführten Berechnungen aufzeigen, dass sich der stabile Akzeptanzbereich im longitudinalen Phasenraum (engl. “longitudinal bucket“) auf einem nicht-isochronen Arbeitspunkt im Vergleich zum isochronen vergrößert.

Im Betrieb des S-DALINAC kann es gelegentlich vorkommen, dass eine der supraleitenden Strukturen plötzlich ungeregelt läuft oder es nicht mehr schafft, ihre Sollamplitude zu halten. Das Resultat ist ein stark ansteigender Amplitudenfehler, der durch den Operateur schnellstmöglich korrigiert werden muss, um den Strahl nicht zu verlieren. Im Falle isochroner Strahleinstellung zeigt die Erfah-

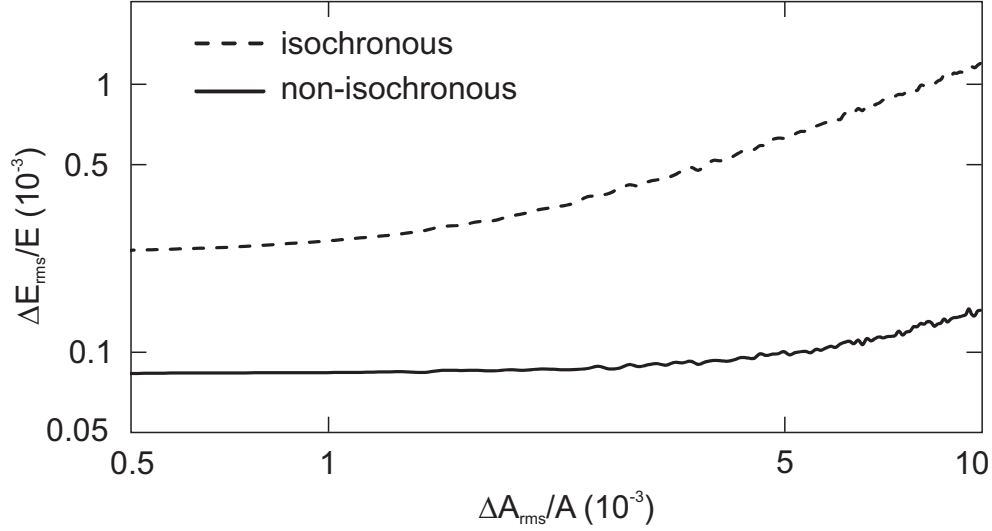


Abb. 4.6: Simulation der Energieschärfe eines Elektronenstrahls in Abhängigkeit des Amplitudenfehlers  $\Delta A_{rms}/A$  einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur. Auf dem nicht-isochronen Arbeitspunkt wird der ansteigende Amplitudenfehler erfolgreich kompensiert.

rung aus dem Betrieb, dass die Amplituden und Phasen oft durch den Operateur nachgeregelt werden müssen, da bereits geringe Abweichungen von den Sollwerten zum Strahlverlust führen können. Die neu in Betrieb genommene digitale Hochfrequenzregelung [12, 13] hat in diesem Zusammenhang bereits deutliche Vorteile bezüglich der Stabilität und Reproduzierbarkeit von Setzwerten gebracht. Dies ändert aber nichts daran, dass Fehler im Hochfrequenzsystem immer noch sehr kritisch bezüglich Strahlverlusten und der Verschlechterung der Energieschärfe sind. Aus diesem Grund wurde der Einfluss eines einzelnen Amplitudenfehlers einer supraleitenden Beschleunigungsstruktur auf die Energieschärfe des rezirkulierten Strahls untersucht. In Abb. 4.6 sind die Ergebnisse dieser Simulation aufgetragen. Bei nicht-isochroner Einstellung des Beschleunigers wird das Ansteigen des Amplitudenfehlers erfolgreich kompensiert. Selbst bei einem sehr hohen Fehler von  $\Delta A_{rms}/A = 5 \cdot 10^{-3}$  bleibt die Energieschärfe innerhalb der in Kap. 3 formulierten Anforderungen für Elektronenstreuexperimente von  $\Delta E_{rms}/E < 10^{-4}$ . Die Verwendung eines nicht-isochronen longitudinalen Arbeitspunkts führt demnach zu einer wesentlich robusteren Beschleunigereinstellung bezüglich Fehlern



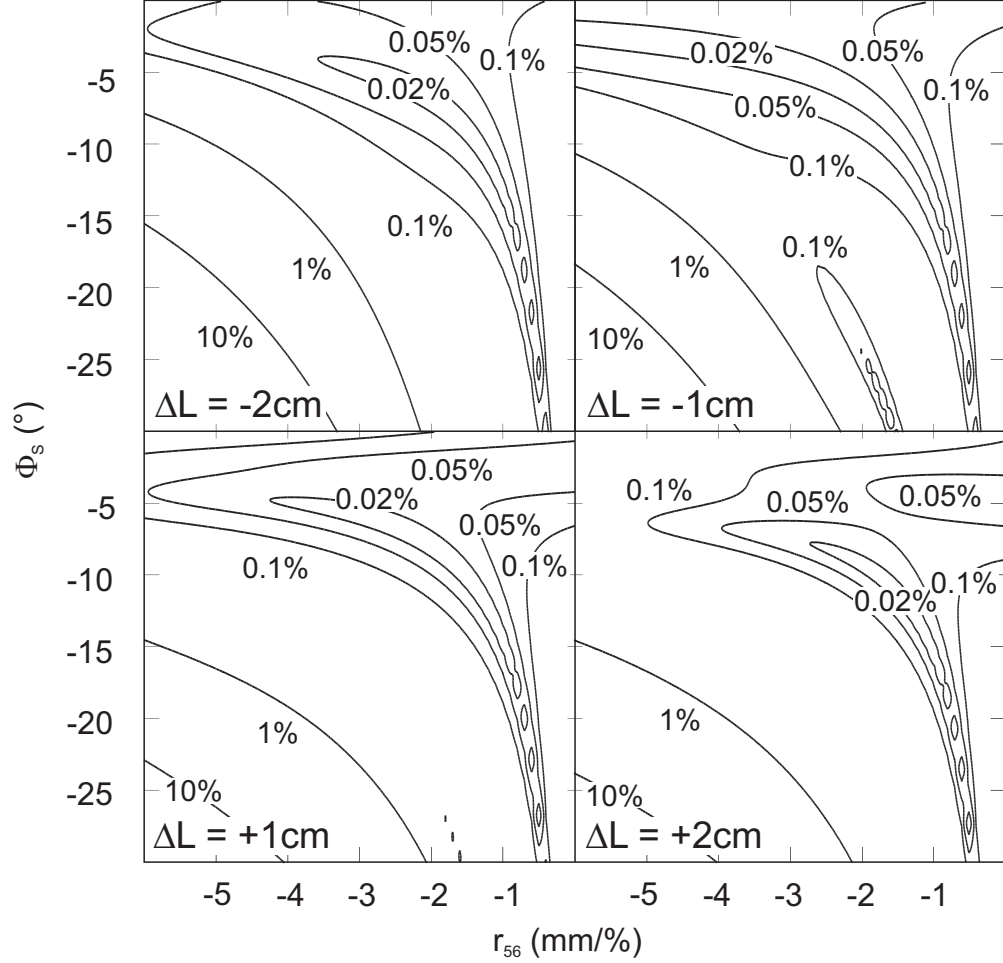


Abb. 4.7: Höhenlinien gleicher Energieschärfe des Elektronenstrahls als Funktion der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  und der Synchrotronphase  $\Phi_s$  unter dem Einfluss unterschiedlicher Fehleinstellungen  $\Delta L$  der Weglänge der ersten Rezirkulation.

in der Hochfrequenzregelung. Im isochronen Fall verschlechtert sich hingegen die Energieschärfe des rezirkulierten Strahls so stark, dass Strahlverluste drohen. Dies deckt sich mit den Erfahrungen aus dem Betrieb.

Eine weitere Fehlerquelle bei der Nutzung der Rezirkulationen am S-DALINAC ist eine falsche Abstimmung der Weglängen in den Rezirkulationen. In Kap. 3 wurde bereits erwähnt, dass die Länge der Sollbahn durch jede Rezirkulation immer ein Vielfaches der Wellenlänge der Hochfrequenz betragen muss, damit sich das Sollteilchen beim Wiedereintritt in den Hauptbeschleuniger immer in der richtigen Phase bezüglich der Hochfrequenzstrukturen befindet. Aus diesem Grund besteht am S-DALINAC die Möglichkeit, diese Weglänge durch Verfah-

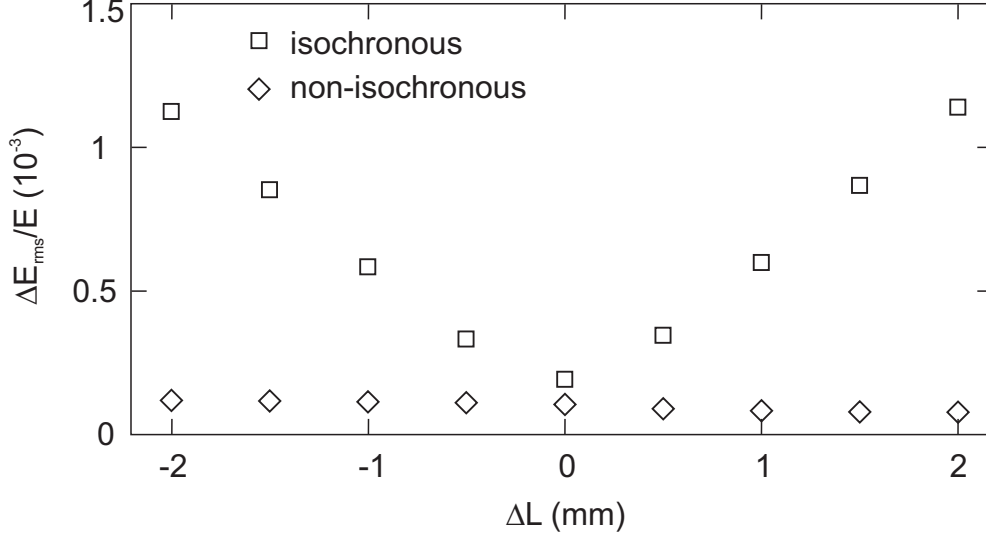


Abb. 4.8: Energieschärfe des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von Weglängenfehlern  $\Delta L$  in der ersten Rezirkulation. Am nicht-isochronen Arbeitspunkt bleibt die Energieschärfe unverändert gut, während sie sich am isochronen Arbeitspunkt deutlich verschlechtert.

ren von Teilen der Bogensektionen anzupassen [23]. Insgesamt steht in beiden Rezirkulationsstrecken ein Verfahrensweg von ca. 1.5 cm zur Verfügung, was einer möglichen Phasenverschiebung von  $54^\circ$  entspricht.

Bei der Einstellung des Beschleunigers muss vom Operateur darauf geachtet werden, dass die richtige Weglänge genau erreicht wird. Dazu wird der Strahl in einer dispersiven Sektion hinter dem Hauptbeschleuniger beobachtet und durch Verfahren der Weglänge ins Energiemaximum gebracht. Seit kurzem kann zudem der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Aufbau für Flugzeitmessungen (siehe Kap. 5) genutzt werden. Mit Hilfe dieser zusätzlichen Diagnosemöglichkeit ist zukünftig eine noch präzisere Einstellung der Weglänge möglich. Allerdings wurde im Rahmen der letzten Strahlzeiten festgestellt, dass der zur Verfügung stehende Verfahrensweg nicht ausreicht, um die richtige Weglänge zu erreichen. Momentan fällt die Weglänge der ersten Rezirkulation um  $\Delta L \approx 1.5$  mm zu lang aus. In Abb. 4.7 wird daher der Einfluss einer fehlerhaften Weglänge in der ersten Rezirkulation auf den longitudinalen Phasenraum durch eine Simulation mit einem weiter angepassten Tracking-Algorithmus (siehe A.1.3) verdeutlicht.

Eine fehlerhafte Weglänge ist für den Elektronenstrahl mit einem zusätzlichen Phasenfehler gleichbedeutend. Vor allem bei isochroner Einstellung des Beschleu-

nigers führt dies zu einer deutlichen Verschlechterung der erreichbaren Energieschärfe, wie in Abb. 4.8 zu erkennen ist. Im nicht-isochronen Fall kann dieser Fehlerbeitrag komplett kompensiert werden, auch wenn sich die Position des optimalen Arbeitspunkt leicht verschiebt, was jedoch bei der Feineinstellung des Strahls durch den Operateur leicht zu beheben ist.

## 4.2 Optimierung der Strahlführung in den Rezirkulationen

Zur Umsetzung des nicht-isochronen Rezirkulierens in den Regelbetrieb am S-DALINAC mussten die Bögen der Rezirkulationsstrecken so optimiert werden, dass sie zukünftig eine longitudinale Dispersion  $r_{56}$  erzeugen können, ohne dass transversale Dispersionseffekte auftreten. Durch das Verschwinden der transversalen Dispersion  $D$  und der transversalen Winkeldispersion  $D'$  am Ende jeden Bogens sind auch die geraden Sektionen der Strahlführung dispersionsfrei, so dass die dort verwendeten Quadrupole frei zur Fokussierung verwendet werden können und in ihrem Feld nicht festgelegt sind [4, 23].

Die Bögen der ersten Rezirkulation wurden schon im Rahmen von [4] für das nicht-isochrone Rezirkulieren optimiert und umgebaut. Die longitudinale Dispersion wurde dazu auf beide Bögen gleichmäßig verteilt, so dass jeder Bogen eine Dispersion von  $r_{56} = -0.75 \text{ mm}/\%$  erzeugt. Zudem wurden die beiden Quadrupole im Bogen so positioniert, dass die transversalen Dispersionseffekte immer verschwinden, wenn beide Quadrupole im Bogen auf das gleiche Feld eingestellt werden. Die longitudinale Dispersion wird dabei durch diese Quadrupolgradienten festgelegt und kann frei variiert werden. In [54] wurde dieses Verhalten durch Simulationen mit dem Programm *xbeam* [38, 39] nochmals verifiziert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zudem die aus geodätischen Vermessungen der Beschleunigerhalle gewonnenen Positionen sämtlicher Magnete aus [55] in die Berechnung eingepflegt, ohne dass sich die Ergebnisse aus [4] merklich veränderten. Allerdings ist es günstiger, die gesamte longitudinale Dispersion bereits im ersten Magnetbogen jeder Rezirkulation zu erzeugen, da hinter jedem Bogen ein HF-Monitor zur Bestimmung der longitudinalen Dispersion durch Flugzeitmessung [51, 52, 56] zur

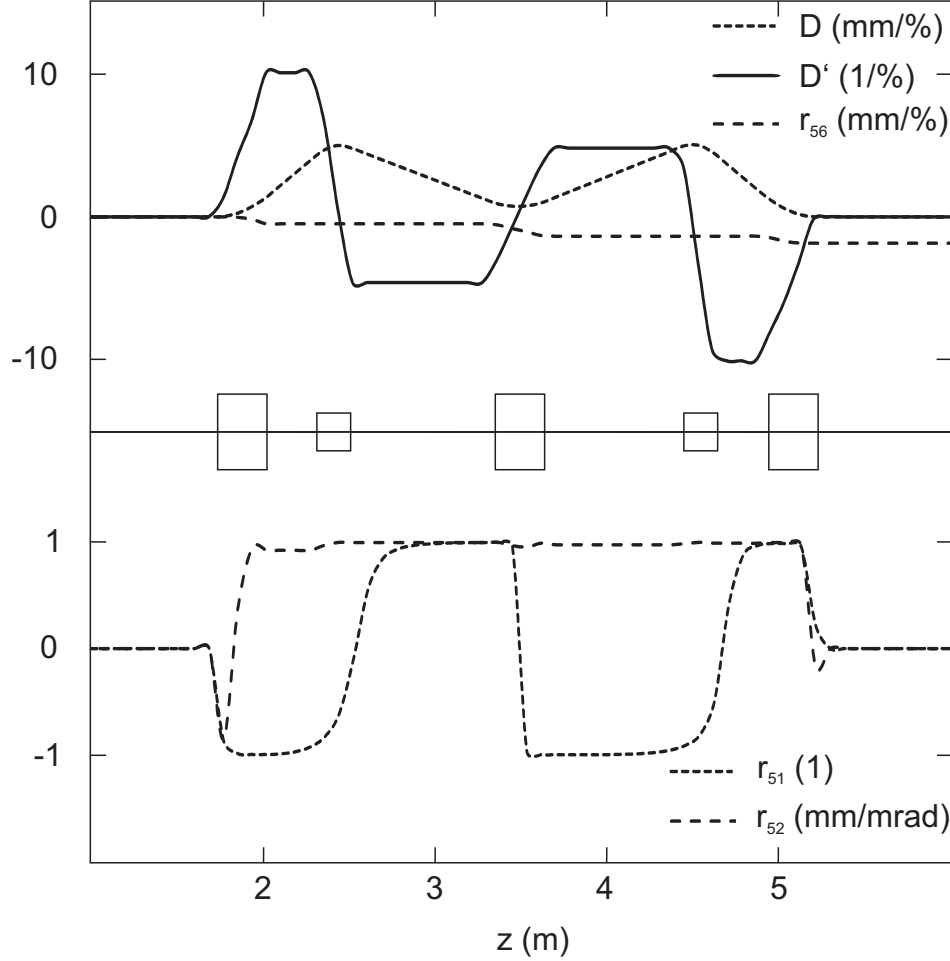


Abb. 4.9: Dispersionsbahnen für  $D$ ,  $D'$  und  $r_{56}$  im ersten Bogen der ersten Rezirkulation. Am Ende des Bogens verschwinden wie gefordert die transversalen Dispersionen  $D$  und  $D'$ , während die longitudinale Dispersion am Ende des Bogens den gewünschten Wert von  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  erreicht. Weiterhin verschwinden die longitudinal-transversalen Koppelungselemente  $r_{51}$  und  $r_{52}$  der Transportmatrix, so dass longitudinaler und transversaler Phasenraum entkoppelt bleiben. In der Mitte der Abbildung sind die Positionen der Strahlführungselemente gekennzeichnet. Die großen Rechtecke stellen Dipolmagnete, die kleinen Quadrupolmagnete dar.

Verfügung steht (siehe Kap. 5). Abbildung 4.9 zeigt die optimierte Strahleinstellung für den ersten Rezirkulationsbogen, eine Tabelle mit den genauen Positionen und Feldstärken der Magnete findet sich in A.2. Die longitudinale Dispersion ist auf  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  eingestellt, die transversalen Dispersionseffekte verschwin-

den wie gefordert. Durch Veränderung der Feldgradienten in den Quadrupolmagneten kann  $r_{56}$  gezielt eingestellt werden (skaliert auf 50 MeV Strahlenergie):

$$\frac{\partial G}{\partial r_{56}} = 0.18 \frac{T/m}{mm/\%} ; G_{r_{56}=0} = 2.91 T/m \quad (4.1)$$

In der zweiten Rezirkulation sind im Gegensatz zur Ersten die Ablenkwinkel der fünf Dipolmagnete nicht alle gleich. Der erste Magnet im Bogen lenkt den Strahl um  $35.0345^\circ$ , die weiteren vier jeweils um  $36.2413^\circ$  ab. Aus diesem Grund entsteht eine leichte Asymmetrie und es ergibt sich keine so einfache Lösung wie in der ersten Rezirkulation. Im ersten Teil des Bogens wird daher ein Quadrupolduplett verwendet, um diese Asymmetrie auszugleichen [54]. Die Gradienten der drei Quadrupole im Bogen sind zudem nicht mehr gleich stark. Durch Beibehaltung der Verhältnisse dieser Gradienten kann jedoch wiederum die longitudinale Dispersion  $r_{56}$  gezielt variiert werden, ohne dass transversale Dispersionseffekte auftreten. In Abbildung 4.10 ist die longitudinale Dispersion des zweiten Rezirkulationsbogens wiederum auf  $r_{56} = -1.5 \text{ mm}/\%$  eingestellt, eine Tabelle mit den genauen Positionen und Feldstärken der Magnete findet sich in A.3. Die Einstellung der Dispersion erfolgt in folgendem Zusammenhang (skaliert auf 90 MeV Strahlenergie):

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_1}{\partial r_{56}} &= -0.153 \frac{T/m}{mm/\%} ; G_{1;r_{56}=0} = -3.15 T/m \\ \frac{\partial G_2}{\partial r_{56}} &= 0.106 \frac{T/m}{mm/\%} ; G_{2;r_{56}=0} = 3.9 T/m \\ \frac{\partial G_3}{\partial r_{56}} &= 0.085 \frac{T/m}{mm/\%} ; G_{3;r_{56}=0} = 2.46 T/m \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die notwendigen Umbaumaßnahmen an der zweiten Rezirkulation wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Weiterhin wurde die longitudinale Dispersion in den Bögen durch Flugzeitmessungen überprüft. Im nächsten Kapitel wird zunächst der dafür entwickelte Messaufbau vorgestellt, die Messungen am Elektronenstrahl folgen in Kapitel 6.

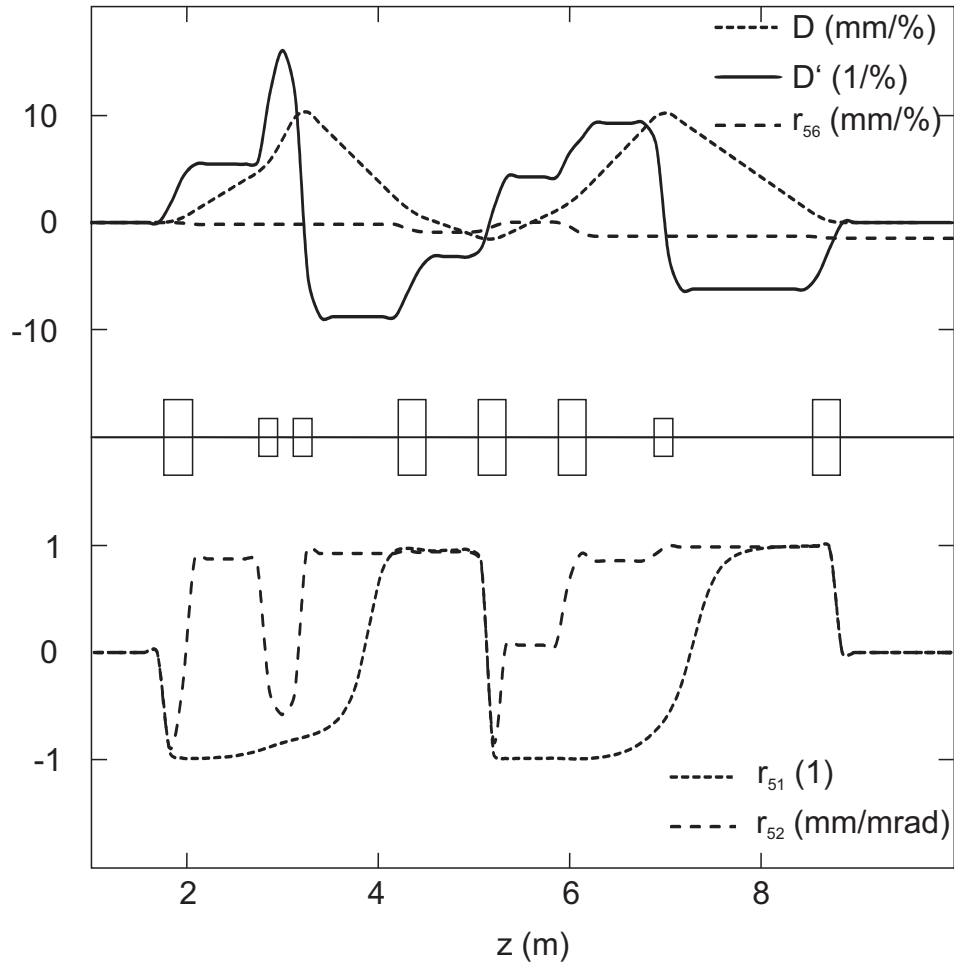


Abb. 4.10: Dispersionsbahnen für  $D$ ,  $D'$  und  $r_{56}$  im ersten Bogen der zweiten Re-zirkulation. Am Ende des Bogens verschwinden wiederum die transversalen Dispersionen  $D$  und  $D'$ , während die longitudinale Dispersion, wie in der ersten Rezirkulation den gewünschten Wert von  $r_{56} = -1.5$  mm/% am Ende des Bogens erreicht. Weiterhin verschwinden auch hier die longitudinal-transversalen Kopplungselemente  $r_{51}$  und  $r_{52}$  der Transportmatrix, so dass longitudinaler und transversaler Phasenraum entkoppelt bleiben. In der Mitte der Abbildung sind die Positionen der Strahlführungselemente gekennzeichnet. Die großen Rechtecke stellen Dipolmagnete, die kleinen Quadrupolmagnete dar.

## 5 Entwicklung und Test eines Aufbaus für Flugzeitmessungen

Obwohl die Vorteile der Anwendung nicht-isochroner Strahldynamik am S-DALINAC schon seit Längerem bekannt waren und auch publiziert wurden [44, 57], ist die endgültige Umsetzung erst im Rahmen dieser Arbeit erfolgt. Ein wichtiger Grund hierfür waren die unzureichenden Möglichkeiten der Strahl-diagnose im longitudinalen Phasenraum. Insbesondere konnte die longitudinale Dispersion in den Magnetbögen nicht bestimmt werden, so dass eine gezielte Einstellung des Beschleunigers auf den optimalen Arbeitspunkt nicht möglich war. Zusätzliche Probleme ergaben sich aus der unzureichenden Stabilität der analogen Regelkreise für die supraleitenden Beschleunigungsstrukturen, die es erforderlich machte, bereits während der Strahleinstellung Phasen und Amplituden nachzuregeln, was die gezielte Verschiebung der Phasenachse am Hauptbeschleuniger zusätzlich erschwerte [46]. Nach dem Aufbau der digitalen Hochfrequenzregelung [12, 13] ist die Einstellung der Phasenachse auf eine beliebige Synchrotronphase nun problemlos möglich. In diesem Kapitel wird zudem ein Aufbau für Flugzeitmessungen vorgestellt, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet wurde. Dieser Messaufbau erlaubt in Zukunft unter anderem die Bestimmung der longitudinalen Dispersion in den Rezirkulationsbögen.

### 5.1 Messmethode und Aufbau des Prototyps

Da direkte Messungen der Flugzeit von Elektronen aufgrund der hohen Teilchengeschwindigkeit sehr aufwendig und zudem für die Strahl-diagnose am S-DALINAC nur relative Flugzeitveränderungen von Interesse sind, wurde für den Aufbau zur Flugzeitmessung eine indirekte Herangehensweise gewählt. Anstatt einer Bestimmung der Flugzeiten nutzt dieser Aufbau Phasenmessungen an HF-Monitoren, die ursprünglich zur zerstörungsfreien Strahlstrom- und Strahlpositionsmessung am S-DALINAC entwickelt wurden [51, 52]. Abbildung 5.1 zeigt ein Photo eines solchen HF-Monitors.

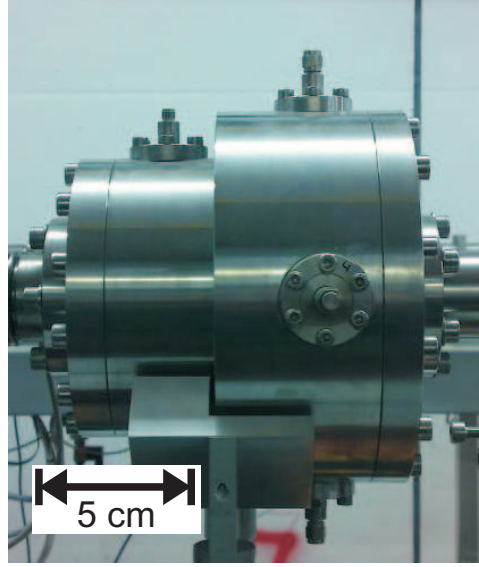


Abb. 5.1: HF-Strom- und Positionsmonitor in einer kompakten Bauweise, die in [52] entwickelt wurde. Für die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde nur der Strommonitor (linke Seite) benötigt.

Der Strahlstrommonitor ist ein zylindrischer Hohlraumresonator, der so abgestimmt ist, dass der Dauerstrich-Elektronenstrahl des S-DALINAC eine  $TM_{010}$ -Schwingungsmode anregt, die über eine der Antennen ausgekoppelt werden kann. Die Intensität des ausgekoppelten Signals ist dabei proportional zum Quadrat des Strahlstroms und beträgt bei Strahlströmen in der Größenordnung von  $\mu A$ , wie sie am S-DALINAC verwendet werden, nur wenige nW, weshalb eine Verstärkung der Signale noch in der Beschleunigerhalle notwendig ist [51, 52]. Für Flugzeitmessungen ist allerdings nur die Phase der Schwingungsmode im Resonator von Interesse, da sich diese Phase bei Änderungen der Flugzeit ebenfalls verändert. Der Zusammenhang von Phasenänderungen zu Flugzeitdifferenzen ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Delta t = \frac{1}{2\pi f_0} \Delta \Phi \quad (5.1)$$

Durch Einsetzen der S-DALINAC Betriebsfrequenz  $f_0 = 3$  GHz und Umrechnen von Bogenmaß in Grad ergibt sich ein Wert von  $\Delta t / \Delta \Phi$  von  $0.927$  ps/°. Eine Phasenmessung erlaubt somit eine sehr präzise Bestimmung von Flugzeitänderungen. Zudem stellt die hochgenaue Phasenmessung einen wichtigen Bestandteil der Hochfrequenzregelung am S-DALINAC dar. Die in [46] entwickel-



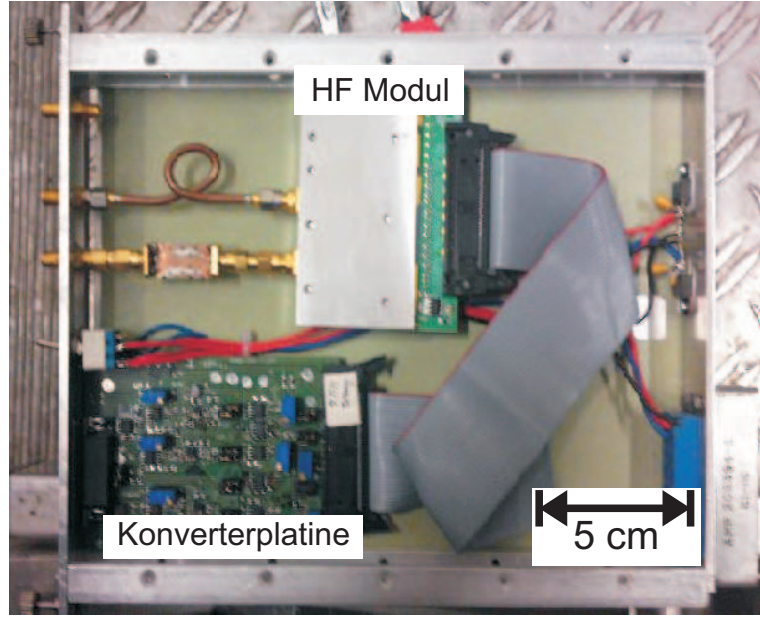


Abb. 5.2: HF-Modul und Konverterplatine [46] für den Prototypaufbau zur Flugzeitmessung.

ten HF-Module besitzen eine Auflösung von weniger als  $0.1^\circ$  und wurden daher zunächst unverändert für den Prototypaufbau (siehe Abb. 5.2) verwendet. Im HF-Modul wird das Signal aus dem HF-Monitor mit dem Signal aus dem Referenzoszillator durch einen  $I/Q$ -Demodulator ins Basisband gemischt. Das Resultat sind Spannungen für  $I$  und  $Q$ , die zwei senkrechte Vektoren im komplexen Phasenraum bilden (eine detailliertere Beschreibung der  $I/Q$ -Demodulation findet sich beispielsweise in [60]). Im Prototypaufbau werden diese Signale dann über eine Konverterplatine als analoge Spannungen ausgegeben und auf einem Oszilloskop beobachtet. Durch Potentiometer auf der Konverterplatine können die internen Verstärker im HF-Modul sowie die Offsetspannungen für  $I$  und  $Q$  eingestellt werden. Die Phase des Signals aus dem HF-Monitor kann dann aus den Messwerten für  $I$  und  $Q$  bestimmt werden:

$$\Phi = \arctan \frac{I}{Q} \quad (5.2)$$

## 5.2 Test am Injektorstrahl

Der Prototypaufbau wurde zuerst am Elektronenstrahl im Injektor des S-DALINAC getestet. Die Messungen erfolgten noch vor dem Einbau der Quelle für Spin-polarisierte Elektronen am S-DALINAC. Somit stand nur die thermionische 250 kV Elektronenquelle zur Verfügung, die die Elektronen auf eine Geschwindigkeit von  $v = 0.741 c$  beschleunigt. Diese sind daher noch nicht hochrelativistisch, eine Energieänderung wirkt sich also noch auf die Teilchengeschwindigkeit aus. Dies wird zur Komprimierung der Elektronenpakete durch den Prebuncher genutzt. Im Prebuncher schwingt eine  $TM_{010}$ -Mode, die ein longitudinales elektrisches Feld auf der Strahlachse erzeugt [58, 59]. Die Referenzphase dieser Schwingung wird nun so gewählt, dass das Elektronenpaket im Mittel weder beschleunigt noch abgebremst wird. Aufgrund der hohen Bunchlänge von 25 ps hinter dem Chopper werden jedoch die früh in den Prebuncher eintretenden Elektronen abgebremst, während die spät eintretenden beschleunigt werden (siehe Abb. 5.3). Dies führt dazu, dass der Bunch bis zur Position der ersten supraleitenden Beschleunigungsstruktur auf unter 5 ps komprimiert wird. Der Prebuncher wirkt also wie eine longitudinale Linse, deren Fokus durch die Wahl seines Maximalfelds festgelegt ist [35, 59].

Für einen Test des Aufbaus zur Flugzeitmessung wurden Referenzphase und Amplitude des Prebunchers variiert und die Phase an einem HF-Monitor gemessen, der sich kurz vor dem Injektorkryostat befand. Die fünfzellige Einfangstruktur, in die der longitudinale Fokus fallen sollte, war  $s_1 = 4.715$  m von der Position des Prebunchers entfernt. Betrachtet man das hinterste Elektron im Bunch, so hat dieses  $\Delta t = 12.5$  ps Zeitrückstand zum Sollteilchen, das es auf dieser Strecke von 4.715 m bis zur fünfzelligen Einfangstruktur einholen soll. Daraus kann die neue Sollgeschwindigkeit  $\beta_{neu}$  für dieses Elektron berechnet werden:

$$\frac{s_1}{\beta_{neu}} = \Delta t + \frac{s_1}{\beta_0 c} \quad (5.3)$$

Aus der Differenz  $\Delta\beta = 4.37 \cdot 10^{-4}$  zur Geschwindigkeit  $\beta_0$  des Sollteilchens kann nun der nötige Energiegewinn  $\Delta E$  für dieses Teilchen sowie mit seiner ursprünglichen Phasenabweichung vom Sollteilchen von  $\Delta\Phi = 13.5^\circ$  das nötige Maximalfeld  $\hat{E}$  des Prebunchers berechnet werden:

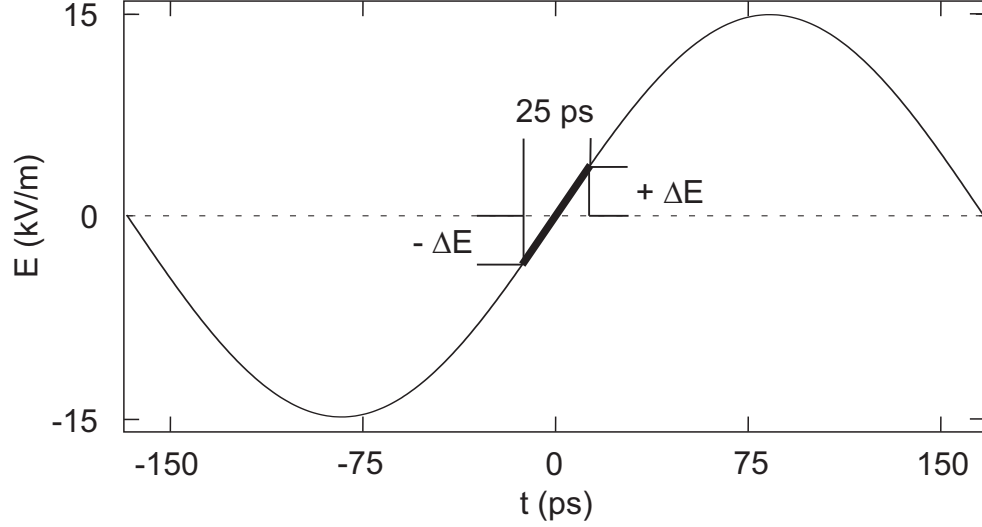


Abb. 5.3: Feld des Prebunchers am S-DALINAC, entnommen aus [35], während einer Schwingungsperiode von 3 GHz. Der Bunch tritt mit einer Länge von 25 ps so in den Prebuncher ein, dass er im Mittel keine Energieänderung erfährt. Es ist zu erkennen, dass früh in den Prebuncher eintretende Elektronen abgebremst und spät eintretende Elektronen beschleunigt werden. Dies führt auf der folgenden Driftstrecke zur gewünschten Komprimierung des Bunches auf 5 ps bis zum Eintritt in die erste supraleitende Kavität.

$$\begin{aligned}
 \gamma_{neu} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{neu}^2}} \\
 \Delta E &= 511 \text{ keV} \cdot \Delta\gamma \\
 \hat{E} &= \frac{2}{\pi} \frac{\Delta E}{\sin(\Delta\Phi)}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Für das nötige Maximalfeld im Prebuncher ergibt sich  $\hat{E} = 14.9 \text{ kV/m}$ . Mit der ebenfalls bekannten Strecke  $s_2 = 2.785 \text{ m}$  zwischen Prebuncher und HF-Monitor lässt sich nun durch Anwendung der Gleichungen (5.3) und (5.1) die Phasendifferenz eines Bunches, der im Prebuncher eine maximale Beschleunigung erfahren hat, zum Bunch im Nulldurchgang berechnen. In einer Messung am Elektronenstrahl soll sich bei Einstellung der mit Gl. (5.4) berechneten Amplitude somit eine Phasendifferenz von  $33.5^\circ$  am HF-Monitor ergeben, wenn der Prebuncher vom Nulldurchgang auf sein Maximalfeld verstellt wird.

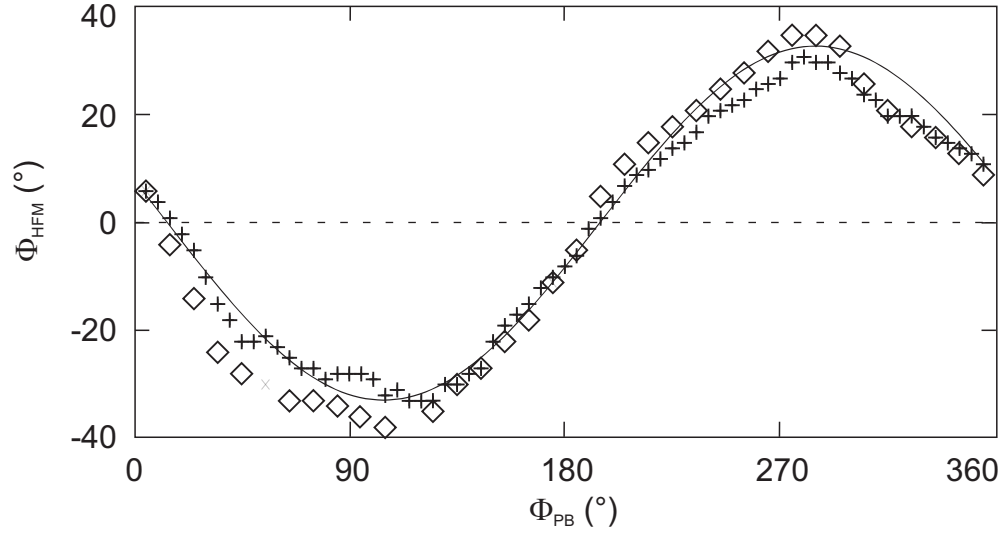


Abb. 5.4: Phasenmesswerte  $\Phi_{HFM}$  am HF-Monitor vor dem supraleitenden Injektor für unterschiedliche Setzwerte der Prebuncherphase  $\Phi_{PB}$  und der Prebuncheramplitude (Kreuze 245 Skt, Rauten 300 Skt). Die Werte der Messreihe mit 245 Skt. Prebuncheramplitude folgen in etwa einer Sinuskurve mit einer maximalen Auslenkung von  $33.5^\circ$  und stimmen gut mit den vorgestellten Berechnungen überein.

In Abb. 5.4 sind die Messwerte der Testmessung aufgetragen. Bei zwei verschiedenen Prebuncher-Amplituden wurde die Referenzphase des Prebunchers in kleinen Schritten variiert und jeweils die Phase des Signals vom HF-Monitor bestimmt. Die Messwerte folgen in etwa einer Sinuskurve, die Nulldurchgänge und die Maxima lassen sich gut erkennen und liegen im erwarteten Bereich. Durch Flugzeitmessungen ist es daher möglich, die korrekte Einstellung des Prebunchers zu überprüfen. Die somit zur Verfügung stehende, zusätzliche Strahldiagnose war bei der Inbetriebnahme der neuen Injektorstrahlführung nach dem Einbau der polarisierten Elektronenquelle bereits von großem Nutzen [11]. Insbesondere bei der Vorbereitung für den ersten Durchschuss des polarisierten Strahls durch den supraleitenden Teil des Injektors konnten mit den oben beschriebenen Berechnungs- und Messverfahren die Prebunchersetzwerte für viele unterschiedliche Elektronenenergien ermittelt und überprüft werden. Bei diesen Messreihen musste die Hochspannung der elektrostatischen Vorbeschleunigung an der thermionischen Kanone schrittweise von 250 kV auf 125 kV reduziert werden, wodurch sich jeweils die Elektronengeschwindigkeiten und damit die erforderlichen Prebun-

cheramplituden veränderten. Die Bestimmung der Sollwerte des 3 GHz- und des 6 GHz-Prebunchers [60] für 100 kV und 200 kV Vorbeschleunigung war zudem Gegenstand einer Abschlussarbeit [61].

## 5.3 Digitale Messelektronik

Nach den erfolgreichen Tests des Prototyps zur Flugzeitmessung wurde der Messaufbau im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickelt. Zum einen wurden Modifikationen am HF-Modul durchgeführt, zum anderen stand mittlerweile die Hardware der digitalen Hochfrequenzregelung zur Verfügung, mit welcher die Auslese der Messwerte deutlich vereinfacht werden kann.

Am HF-Modul konnte aufgrund der sehr niedrigen Pegel, die aus den HF-Monitoren ausgekoppelt werden, der Richtkoppler am Eingang durch einen neuen mit niedrigerer Dämpfung ausgetauscht werden. Zudem wurde eine Serie von HF-Modulen mit den neuen Richtkopplern bestückt, bei denen auf den gesamten Modulatorzweig verzichtet werden konnte. Damit stehen nun genügend viele Module zum Aufbau eines Komplettsystems zur Verfügung, in dem zukünftig die Phasen- und Amplitudensignale aller am S-DALINAC installierten HF-Monitore gleichzeitig überwacht werden können. Abbildung 5.5 zeigt das im Vergleich zu [46] modifizierte Schaltbild der HF-Module.

Die Nutzung der FPGA-Module (Field Programmable Gate Array) der digitalen HF-Regelung [12, 13] erlaubt es, die Verstärkungswerte und Offsets des HF-Moduls ferngesteuert über das Kontrollsystem des S-DALINAC zu verändern. Zudem werden sämtliche Messparameter digitalisiert und können über CAN-Bus oder eine USB-Schnittstelle ausgelesen werden. Im FPGA wird außerdem direkt die Phase und die Amplitude des gemessenen Signals aus dem HF-Monitor durch Koordinatentransformation mit einem CORDIC-Algorithmus (COordinate Rotation DIgital Computer) berechnet und kann ebenfalls über die Schnittstellen ausgegeben werden [46, 47]. Zudem werden die Messwerte in Echtzeit in der PostgreSQL-Datenbank des S-DALINAC [62, 63] abgelegt, so dass sich auch ihre zeitliche Entwicklung auswerten lässt. Dies wird gegenwärtig beispielsweise zur Überwachung der Phase am HF-Monitor vor dem Injektorbeschleuniger genutzt,



## 6 Messungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC

Im ersten Teil dieses Kapitels werden Flugzeitmessungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC vorgestellt, die zur Bestimmung der longitudinalen Dispersion in den Rezirkulationsbögen durchgeführt wurden. Ziel dieser Messungen ist eine Charakterisierung der Strahltransporteigenschaften in den Bögen und eine Überprüfung der Simulationsergebnisse aus Kap. 4. Im zweiten Teil folgen systematische Messungen der Energieschärfe des Elektronenstrahls auf verschiedenen longitudinalen Arbeitspunkten. Schließlich wurde der S-DALINAC auf den optimalen Arbeitspunkt eingestellt und die resultierende Energieschärfe bestimmt. Zum Abschluss des Kapitels werden Streuspektren verglichen, die mit isochroner und nicht-isochroner Strahleinstellung gewonnen wurden.

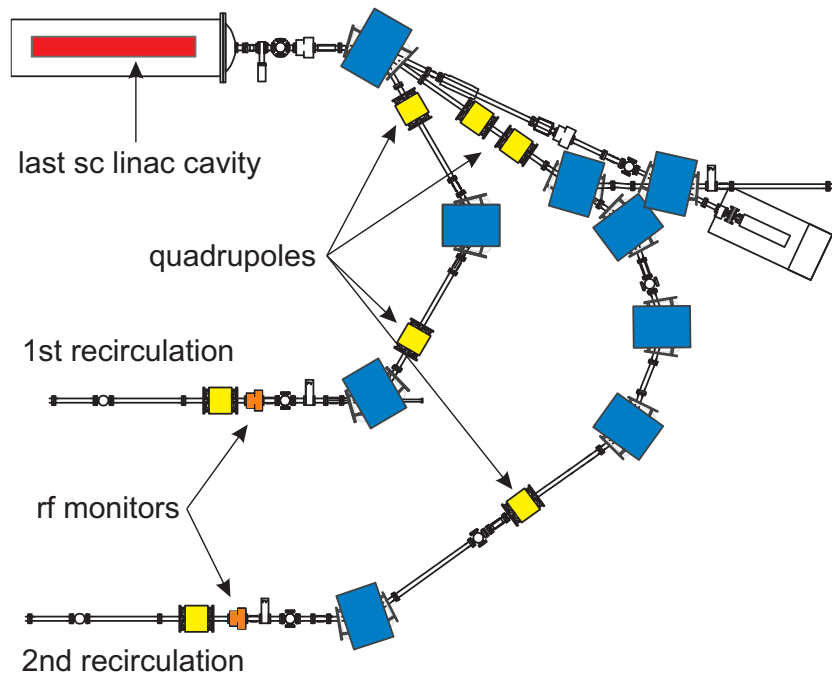


Abb. 6.1: Übersichtsplan der Magnetbögen der ersten und zweiten Rezirkulation. An den HF-Monitoren (orange) wurde die Phase des vom Strahl angeregten HF-Feldes gemessen. Die Strahlenergie wurde durch die letzte Beschleunigungsstruktur (rot) variiert. Mit den Gradienten für die Quadrupole (gelb) in den Magnetbögen wurden die Bögen auf unterschiedliche Werte der longitudinalen Dispersion  $r_{56}$  eingestellt.

## 6.1 Longitudinale Dispersionsmessungen

Den letzten notwendigen Schritt zur Verwirklichung der nicht-isochronen Rezirkulation am S-DALINAC stellte die Charakterisierung der longitudinalen Strahltransporteigenschaften in den Magnetbögen der Rezirkulationsstrecken dar. Diese Charakterisierung erfolgte über Flugzeitmessungen an HF-Monitoren. In Abb. 6.1 ist der Grundriss der jeweils ersten Bögen der ersten und zweiten Rezirkulation zu sehen. Die HF-Monitore am Ende jedes Bogens wurden zur Phasenmessung verwendet. Für jeweils eine feste Quadrupoleinstellung im Magnetbogen wurde die Amplitude der letzten Beschleunigungsstruktur im Hauptbeschleuniger variiert und die Phasen am HF-Monitor bestimmt. Die longitudinale Dispersion dieser Quadrupoleinstellung errechnet sich dann unter Verwendung der Wellenlänge  $\lambda_0 = 10$  cm der 3 GHz Betriebsfrequenz für die hochrelativistischen Elektronen wie folgt:

$$r_{56} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta E/E_0} \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad (6.1)$$

### 6.1.1 Erste Rezirkulation

Die Messungen in der ersten Rezirkulation wurden mit dem in Kap. 5 vorgestellten Prototypen durchgeführt und fanden noch vor dem Einbau der Quelle für spinpolarisierte Elektronen und der digitalen Hochfrequenzregelung statt. Aus diesem Grund wurde die Flugzeit bei jeder Bogeneinstellung nur für drei verschiedene Energien bestimmt, um durch eine kurze Messzeit unabhängig von Schwankungen des HF-Systems zu sein. Die Soll-Strahlenergie betrug 24.4 MeV, die weiteren eingestellten Energien betrugen 24.21 MeV und 24.62 MeV. Der Messbereich deckte somit 1.7% der Soll-Energie ab. Für jede Einstellung wurden zuerst die  $I$ - und  $Q$ -Werte bestimmt, bevor diese dann in Phasenwerte umgerechnet wurden. In Abb. 6.2 sind die  $I$ - und  $Q$ -Messwerte in einem xy-Diagramm aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass nur bei sehr niedrigen Setzwerten für die Quadrupolgradienten Strahlverluste aufgrund der zu schwachen horizontalen Fokussierung im Bogen auftreten. Diese Strahlverluste zeichnen sich durch eine geringere Amplitude des aus dem HF-Monitor ausgekoppelten Signals aus. Im IQ-Diagramm ist dies gleichbedeutend mit einem geringeren Abstand der Messpunkte vom Nullpunkt.



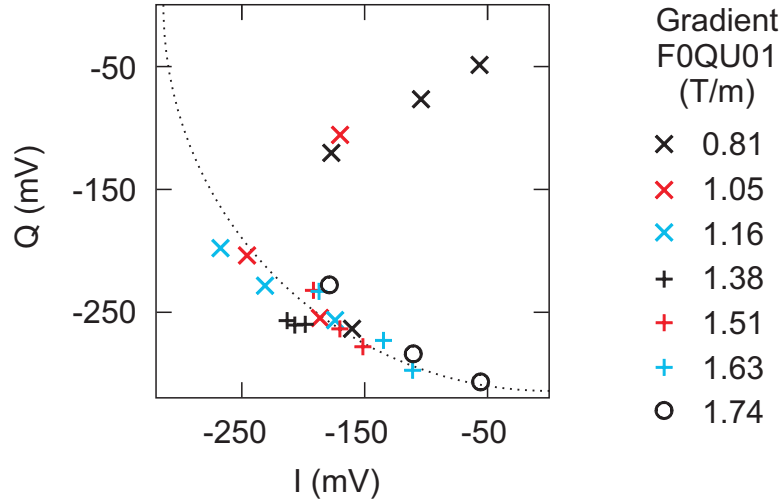


Abb. 6.2: Flugzeitmessung in der ersten Rezirkulation. Aufgetragen sind die Werte für  $I$  und  $Q$ , die am HF-Monitor hinter dem Bogen bestimmt wurden. Bei den Messreihen mit den niedrigsten Quadrupolgradienten sind Strahlverluste aufgetreten. Die entsprechenden Messwerte nähern sich dem Nullpunkt aufgrund der niedrigeren Amplitude des ausgekoppelten Feldes am HF-Monitor [67].

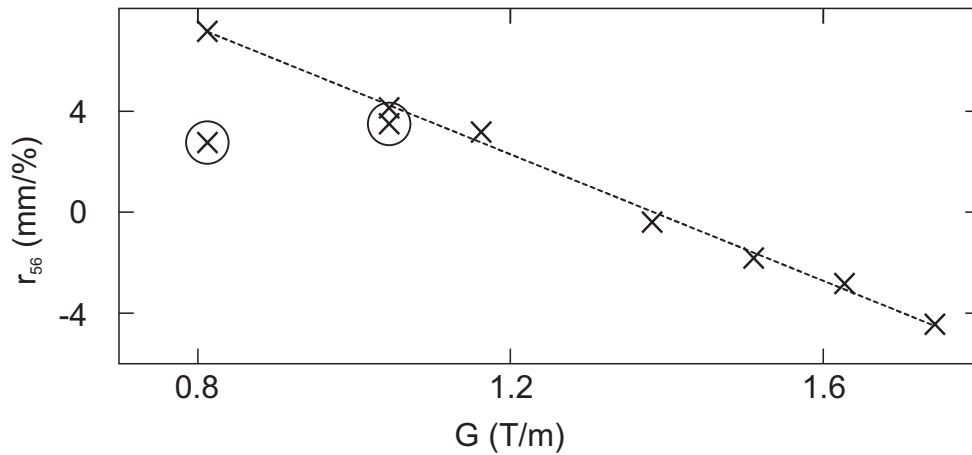


Abb. 6.3: Messwerte für  $r_{56}$  bei unterschiedliche Quadrupolgradienten im ersten Bogen der ersten Rezirkulation. Die Werte lassen sich gut durch eine Ausgleichsgerade anpassen. Die eingekreisten Punkte zeigen die Werte für  $r_{56}$  der verlustbehafteten Messreihen. Lässt man die verlustbehafteten Punkte bei der Berechnung der Dispersion weg, liegen auch diese Werte im Bereich der Ausgleichsgeraden [67].

Tab. 6.1: Vergleich der simulierten und gemessenen Abhängigkeiten für  $r_{56}$  von den Quadrupolgradienten  $G$  in der ersten Rezirkulation.

	Simulation	Messung
Achsenabschnitt	2.91 T/m	2.95 T/m
Steigung	0.18 T/m / mm/%	0.17 T/m / mm/%

Abbildung 6.3 zeigt die berechneten Werte für  $r_{56}$  bei verschiedenen Quadrupoleinstellungen im Bogen. Die Punkte lassen sich gut durch eine Ausgleichsgerade mit den Parametern  $a_1 = -12.54 \pm 0.32 \text{ mm/\% / T/m}$  und  $b_1 = 17.33 \pm 0.44 \text{ mm/\%}$  anpassen:

$$r_{56;1} = a_1 \cdot G_{F0QU01} + b_1 \quad (6.2)$$

Invertiert man die Anpassungswerte der Ausgleichsgeraden, so dass nun die Quadrupolgradienten in Abhängigkeit von gewünschten Dispersionseinstellungen ausgedrückt werden und skaliert sie gleichzeitig auf eine Strahlenergie von 50 MeV, werden die Messergebnisse mit den Simulationsrechnungen aus Kap. 4 vergleichbar (siehe Tab. 6.1). Es zeigt sich, dass die Messwerte gut mit den Simulationsergebnissen übereinstimmen. Die erste Rezirkulation lässt sich somit gezielt auf verschiedene Werte für  $r_{56}$  einstellen. Ohne Strahlverlust sind Dispersionen von  $-4 \text{ mm/\%} < r_{56} < 2 \text{ mm/\%}$  möglich. Der angestrebte Wert von  $-1.5 \text{ mm/\%}$  ist durch diesen Bereich gut abgedeckt.

### 6.1.2 Zweite Rezirkulation

Für die Dispensionsmessungen in der zweiten Rezirkulation wurde die digitale Version des Aufbaus für Flugzeitmessungen benutzt (siehe Kap. 5). Außerdem war die digitale Hochfrequenzregelung bereits im Einsatz, so dass die Stabilität der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen auch für längere Messreihen gegeben war. Die Messmethode war identisch mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten. Die Soll-Strahlenergie betrug 26 MeV und wurde während der Messung zwischen 25.7 MeV und 26.3 MeV variiert. In Abb. 6.4 sind die Phasenwerte

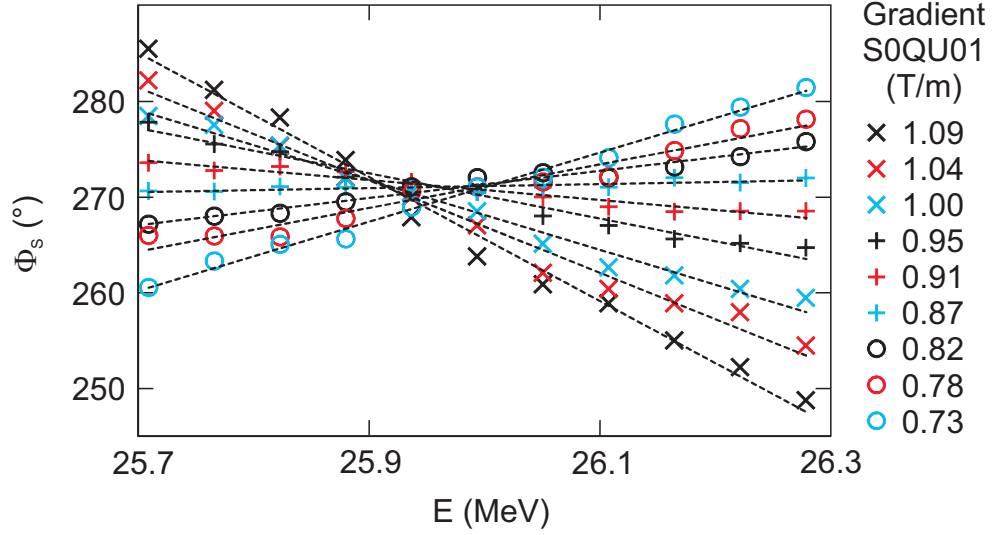


Abb. 6.4: Phasenmesswerte am HF-Monitor bei unterschiedlichen Einstellungen für Strahlenergie und Quadrupolfelder in der zweiten Rezirkulation. Aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden für jede Messreihe lässt sich für jede Messreihe die longitudinale Dispersion bestimmen.

am HF-Monitor bei unterschiedlichen Einstellungen für Strahlenergie und Quadrupolfelder in der zweiten Rezirkulation aufgetragen. Aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden lässt sich dann für jede Quadrupoleinstellung mit Gl. (6.1) die longitudinale Dispersion berechnen.

In Abb. 6.5 sind die so berechneten Werte für  $r_{56}$  bei verschiedenen Einstellungen des ersten Quadrupols (S0QU01) im Bogen aufgetragen. Da die Berechnungen aus Kap. 4 zum Ergebnis hatten, dass die Verhältnisse der drei Quadrupolgradienten im Bogen konstant gehalten werden müssen, um transversale Dispersionseffekte zu unterdrücken, reicht hier die Betrachtung des ersten Gradienten aus, um die Strahltransporteigenschaften mit den Simulationsrechnungen vergleichen zu können. Die Messpunkte lassen sich wiederum gut durch eine Ausgleichsgerade mit den Parametern  $a_2 = 20.28 \pm 0.42 \text{ mm}/\% / \text{T/m}$  und  $b_2 = -17.58 \pm 0.38 \text{ mm}/\%$  anpassen:

$$r_{56;2} = a_2 \cdot G_{S0QU01} + b_2 \quad (6.3)$$

Skaliert man diese Werte auf eine Strahlenergie von 90 MeV sind sie ebenfalls mit den Simulationsrechnungen aus Kap. 4 vergleichbar (siehe Tab. 6.2). Die

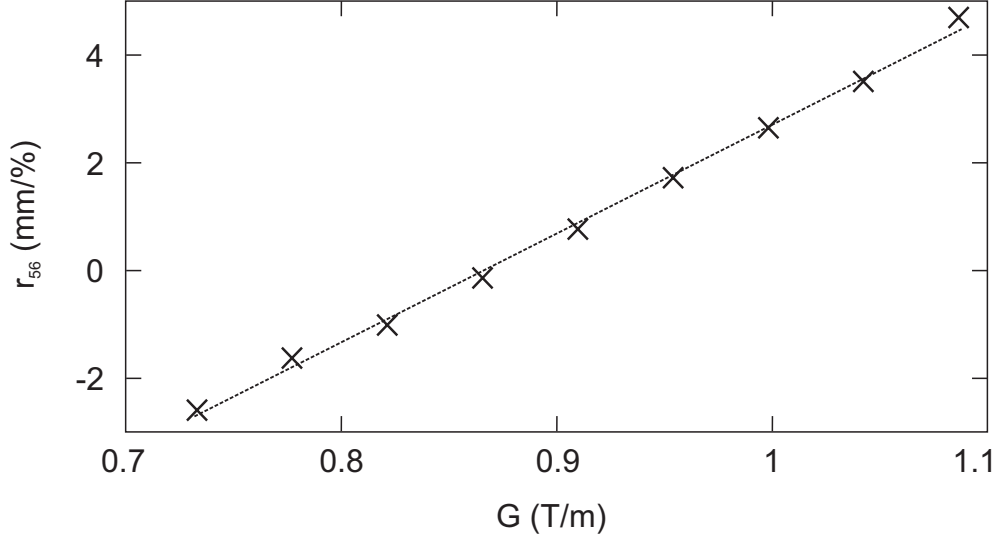


Abb. 6.5: Longitudinale Dispersion in der zweiten Rezirkulation in Abhängigkeit vom Gradienten des ersten Bogenquadrupols (S0QU01). Die Werte lassen sich gut durch eine Ausgleichsgerade anpassen.

Messwerte weichen etwas stärker von den Simulationsergebnissen ab als bei der ersten Rezirkulation. Für eine Verwendung im Strahlbetrieb ist jedoch in erster Linie die genaue Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Dispersion und Quadrupolgradienten wichtig. Zudem kann zur Überprüfung der vorgenommenen Einstellung die in Kap. 5 vorgestellte Messmethode verwendet werden. Auch die zweite Rezirkulation lässt sich somit gezielt auf unterschiedliche Werte für  $r_{56}$  einstellen. Ohne Strahlverlust sind Werte für die longitudinale Dispersion von  $-3 \text{ mm/\%} < r_{56} < 3 \text{ mm/\%}$  möglich, wobei der angestrebte Wert von  $-1.5 \text{ mm/\%}$  durch diesen Bereich gut abgedeckt wird.

Tab. 6.2: Vergleich der simulierten und gemessenen Abhängigkeiten für  $r_{56}$  vom Gradienten des ersten Bogenquadrupols in der zweiten Rezirkulation.

	Simulation	Messung
Achsenabschnitt	3.05 T/m	2.91 T/m
Steigung	0.15 T/m / mm/%	0.166 T/m / mm/%

## 6.2 Energieschärfe im nicht-isochronen Betrieb

Durch die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Umbaumaßnahmen an den Rezirkulationsbögen, den Aufbau neuer Strahldiagnosemöglichkeiten sowie die Vermessung der Strahltransporteigenschaften der Rezirkulationsbögen wurden die Vorbedingungen für eine gezielte Ansteuerung verschiedener longitudinaler Arbeitspunkte erfüllt. In diesem Abschnitt werden nun zunächst systematische Messungen der Energieschärfe bei Variation der Synchrotronphase  $\Phi_S$  auf festen Werten für  $r_{56}$  vorgestellt, bevor die Energieschärfe am optimalen longitudinalen Arbeitspunkt bestimmt wird.

### 6.2.1 Systematische Messungen im longitudinalen Phasenraum

Eine Variation der Synchrotronphase  $\Phi_S$  bei festen Einstellungen für  $r_{56}$  ermöglicht es, die Simulationsrechnungen im longitudinalen Phasenraum aus Kap. 4 systematisch mit experimentell bestimmten Werten zu vergleichen. Wie in Abb. 6.6 zu erkennen ist, können so Schnittbilder durch das Höhenlinendiagramm aus

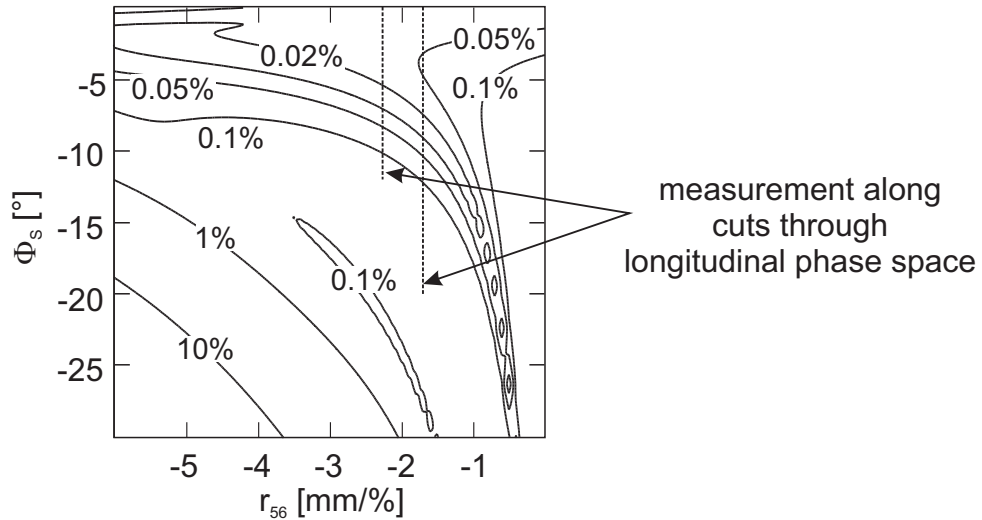


Abb. 6.6: Höhenlinienbild des longitudinalen Phasenraums bei zwei Rezirkulationen. In den hier vorgestellten Messungen wurde die Synchrotronphase  $\Phi_S$  entlang der beiden schwarzen Linien auf zwei festen Werten für  $r_{56}$  variiert.

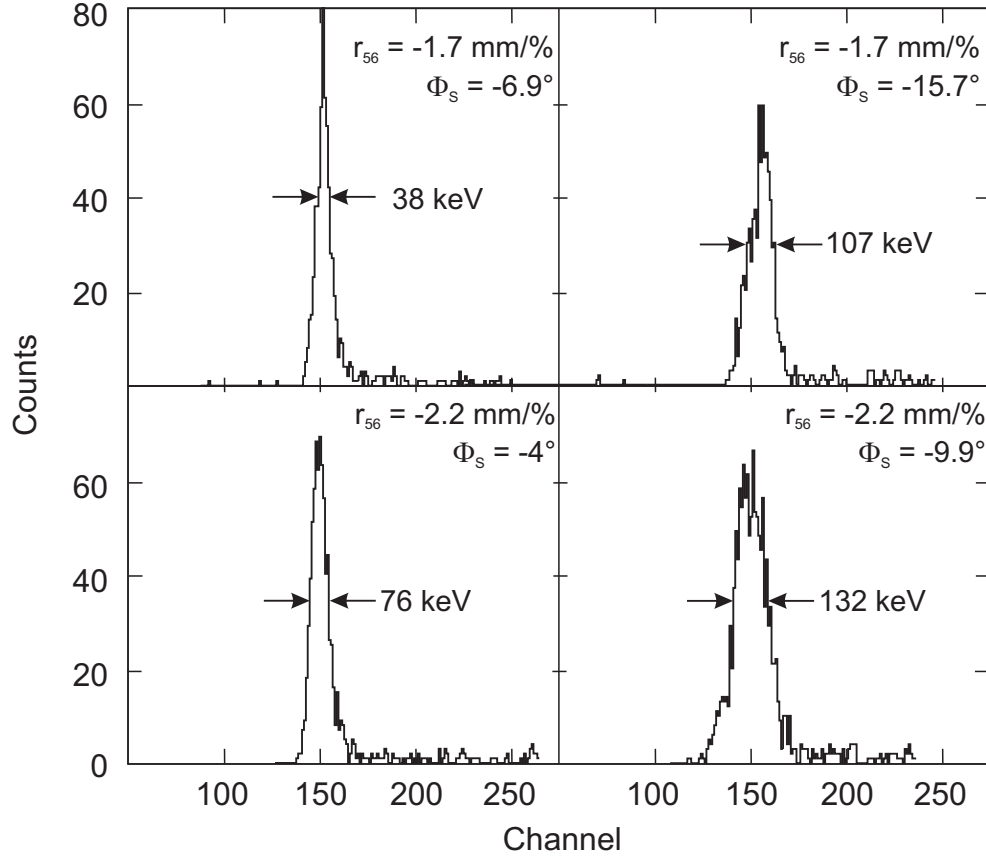


Abb. 6.7: Beispiele für Streuspektren von  $^{197}\text{Au}$  bei unterschiedlichen longitudinalen Arbeitspunkten des Beschleunigers, die während der systematischen Messreihen gewonnen wurden.

Abb. 4.1 erzeugt werden.

Die Bestimmung der Energieschärfe des Elektronenstrahls erfolgte bei den hier vorgestellten Messungen durch elastische Streuung an einem dünnen Goldtarget ( $^{197}\text{Au}(\text{e},\text{e})$ ) mit einer Massenbelegung von  $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$  im Lintott-Spektrometer. Der Fehlerbeitrag  $\Delta E_T$  durch Energieaufstreuung der Elektronen im Target beträgt bei dieser Massenbelegung lediglich  $1.4 \text{ keV}$  [30,31]. Als Strahlenergie wurden  $75 \text{ MeV}$  eingestellt, so dass der Fehlerbeitrag durch die begrenzte Spektrometerauflösung zu  $\Delta E_{SP} = 22.5 \text{ keV}$  berechnet werden kann [33]. Als Setzwerte für die longitudinale Dispersion wurden  $r_{56} = -1.7 \text{ mm}/\%$  und  $r_{56} = -2.2 \text{ mm}/\%$  gewählt, wobei erste und zweite Rezirkulation jeweils auf den selben Wert gesetzt wurden. An jedem longitudinalen Arbeitspunkt, eingestellt durch die Synchrotronphase  $\Phi_S$ , musste zunächst die volle Strahltransmission wiederhergestellt werden, bevor die Streuspektren aufgenommen werden konnten. Abbildung 6.7

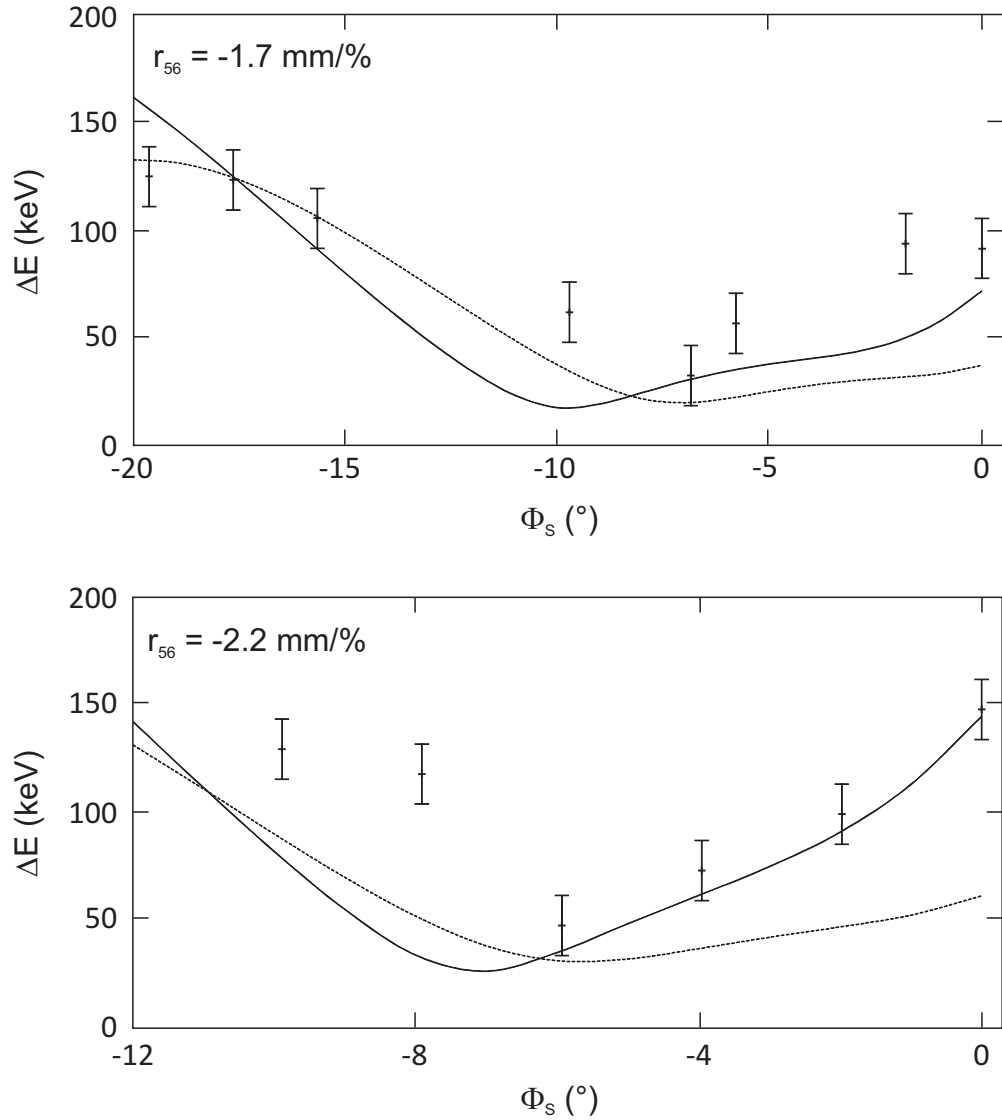


Abb. 6.8: Energieschärfe des Elektronenstrahls auf unterschiedlichen longitudinalen Arbeitspunkten. Die gestrichelten Linien zeigen den aus Simulationsrechnungen erwarteten Verlauf. Wird zusätzlich eine Fehlanpassung der Weglänge in der ersten Rezirkulation in den Simulationen berücksichtigt, ergeben sich die durchgezogenen Kurven.

zeigt beispielhaft vier der so gewonnenen Spektren. Die benötigte Zeit für die Aufnahme aller Messpunkte betrug ca. 16 Stunden, so dass die komplette Messung an zwei Arbeitstagen durchführbar war. In Abb. 6.8 sind die so gewonnenen Ergebnisse aufgetragen. Die Bestimmung der Halbwertsbreiten der elastischen Streulinien wurde mit dem am Lintott üblichen Verfahren durchgeführt [68]. Als Fehler der Halbwertsbreitenbestimmung wurde  $\pm 1$  Kanal angenommen, was ca.

15 keV entspricht. Die gemessenen Halbwertsbreiten mussten dann noch mit Hilfe von Gl. (3.1) entfaltet werden, um den Fehlerbeitrag des Elektronenstrahls zu erhalten. Zum Vergleich der so bestimmten Messwerte mit Simulationsrechnungen wurden mit dem in Kap. 4 vorgestellten Tracking-Code nun ebenfalls Schnittlinien durch den longitudinalen Phasenraum erzeugt und in Abb. 6.8 aufgetragen. Aus diesem Vergleich ist einerseits zu erkennen, dass die bestmögliche Energieschärfe in diesen Messungen noch nicht erreicht werden konnte, andererseits fallen die Fehlerbreiten vor allem bei betragsmäßig kleinen Setzwerten für  $\Phi_S$  höher aus als erwartet. Dieser Effekt kann, wie bereits in Kap. 4 erwähnt, durch eine fehlerhafte Einstellung der Weglänge in der ersten Rezirkulation erklärt werden. Aus Phasenmessungen am HF-Monitor vor dem Hauptbeschleuniger wurde dieser Fehler auf den Bereich von +1 mm bis +2 mm eingegrenzt. Dies wurde in einem weiteren Schritt in die Simulationen mit einbezogen und ebenfalls in Abb. 6.8 aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Messwerte durch die so gewonnenen Kurven deutlich besser repräsentiert werden. Obwohl die Möglichkeit besteht, den Weglängenfehler durch nicht-isochrones Rezirkulieren zu kompensieren, wird eine Korrektur dieses Fehlers bei zukünftigen Umbaumaßnahmen [7, 48] angestrebt.

### 6.2.2 Messung der optimalen Energieschärfe

Die Messung der Energieschärfe am optimalen longitudinalen Arbeitspunkt erfolgte ebenfalls durch elastische Elektronenstreuung an Gold im Lintott-Spektrometer. Zunächst wurde der S-DALINAC jedoch auf den isochronen Arbeitspunkt eingestellt, um eine Vergleichsmessung zu erhalten. Das so gewonnene Streuspektrum ist in Abb. 6.9 aufgetragen. Die Halbwertsbreite der elastischen Linie von 120 keV wird durch den Fehler  $\Delta E = 117$  keV, hervorgerufen durch die Energieschärfe des Elektronenstrahls, dominiert. Nach Einstellung des optimalen longitudinalen Arbeitspunkts konnte eine Halbwertsbreite der elastischen Streulinie von 30 keV erreicht werden. Zu diesem Wert trägt die Energieschärfe des Elektronenstrahls nur noch mit  $\Delta E = 21.5$  keV bei. Der Fehlerbeitrag des Elektronenstrahls konnte im Vergleich zur isochronen Einstellung damit um einen Faktor von 5.4 verkleinert werden und ist damit nun fast identisch mit dem Fehlerbeitrag durch die apparative Auflösung des Spektrometers von  $\Delta E_{SP} = 22.5$  keV. Für die relative Energieschärfe des Elektronenstrahls ergibt sich ein Wert von  $\Delta E_{rms}/E = 1.23 \cdot 10^{-4}$ . Dieser Wert stellt einen Rekord



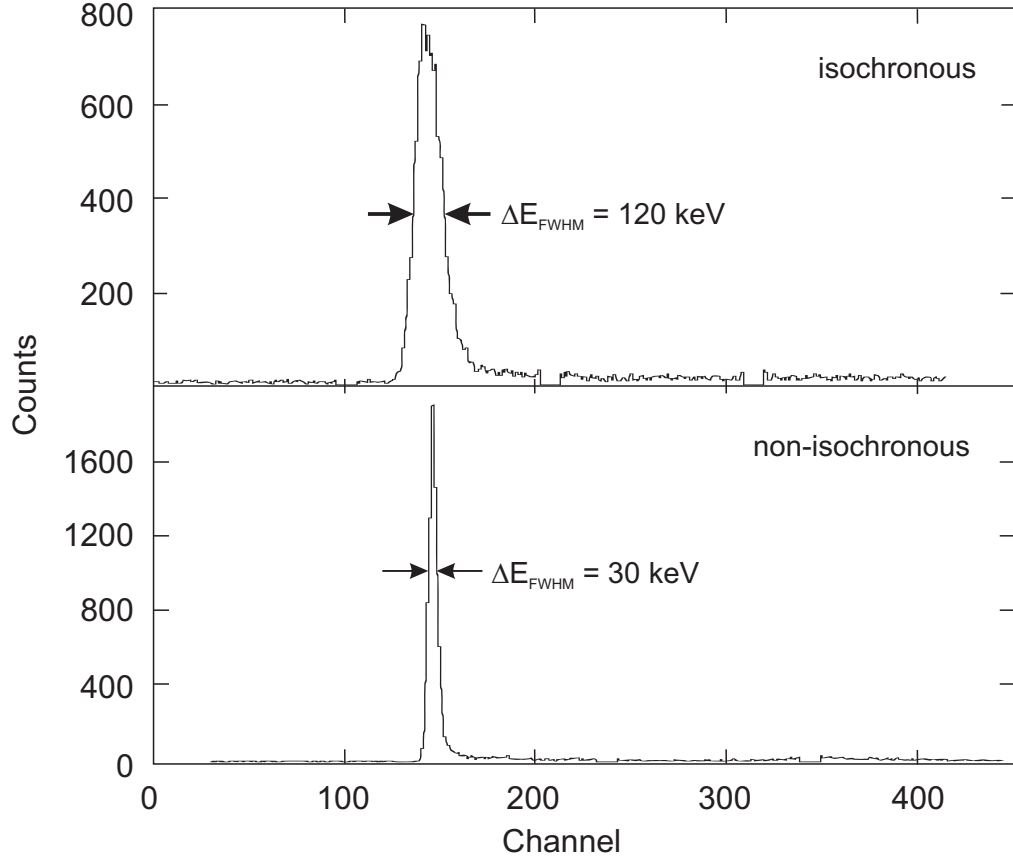


Abb. 6.9: Energiebreite der Streuspektren von  $^{197}\text{Au}$  bei isochroner (oben) und optimaler nicht-isochroner Beschleunigereinstellung (unten). Mit nicht-isochroner Einstellung wird eine deutlich verringerte Halbwertsbreite der elastischen Streulinie erreicht [69].

am S-DALINAC für Strahleinstellungen ohne Dispersionsanpassung am Lintott-Spektrometer [32] oder die Verwendung des Schlitzsystems [38] dar. Eine weitere Verbesserung kann zukünftig vor allem durch die Stabilisierung des Injektorstrahls erreicht werden, da die Fehler aus dem Injektor durch nicht-isochrones Rezirkulieren nicht kompensiert werden können [3] und nach [4] in der Regel größer ausfallen als in den Simulationsrechnungen zunächst angenommen wurde. Zu diesem Zweck befindet sich gegenwärtig ein energiedefinierendes Schlitzsystem für den Injektionsbogen im Aufbau [7, 49, 50].

## 6.3 Vergleich von Streuspektren im isochronen und nicht-isochronen Betrieb

Zum Abschluss dieses Kapitels werden Streuspektren vorgestellt, die bei isochroner und nicht-isochroner Strahleinstellung gemessen wurden. Zusätzlich wurde eine Messung mit Dispersionsanpassung am Lintott-Spektrometer [32] und gleichzeitig nicht-isochroner Strahleinstellung auf dem optimalen Arbeitspunkt durchgeführt. Nach Abschluss der Messungen, die im letzten Abschnitt vorgestellt wurden, begann eine Strahlzeit an  $^{96}\text{Zr}$  am Lintott-Spektrometer, für die diese Einstellung mit hoher Energieschärfe im konventionellen Modus verwendet wurde. Dabei konnte neben der guten Energieschärfe auch eine hohe Strahlstabilität beobachtet werden, die Messung lief unterbrechungsfrei über einen Zeitraum von fünf Tagen.

Die Spektren sind in Abb. 6.10 aufgetragen. Alle Messungen fanden bei einer Strahlenergie von 75 MeV unter einem Streuwinkel von  $\Theta = 93^\circ$  in Transmissionsgeometrie statt. Die Targetdicke betrug  $10 \text{ mg/cm}^2$ , was einem Fehlerbeitrag  $\Delta E_T = 14 \text{ keV}$  entspricht. Die isochrone Messung wurde dabei bereits in einer früheren Strahlzeit an  $^{94}\text{Zr}$  durchgeführt [70]. Die Halbwertsbreiten sowohl der elastischen Streuline als auch der des stärksten angeregten Zustands ( $3_1^-$ ) betragen jeweils  $\Delta E_{FWHM} = 82.5 \text{ keV}$  und werden vom Fehlerbeitrag des Elektronenstrahls dominiert. Bei nicht-isochroner Strahleinstellung konnten dagegen Halbwertsbreiten von  $\Delta E_{FWHM} = 45 \text{ keV}$  bei der Streuung an  $^{96}\text{Zr}$  beobachtet werden, mit zusätzlicher Einstellung der Dispersionsanpassung (‘‘energy-loss Modus‘’) am Lintott Spektrometer verbesserte sich dieser Wert zu  $\Delta E_{FWHM} = 37.5 \text{ keV}$ .

Die Verwendung der Dispersionsanpassung bietet demnach auch bei Verwendung des nicht-isochronen Rezirkulierens Vorteile. Da die Fehlerbeiträge aus dem Injektorbeschleuniger durch nicht-isochrone Strahldynamik nicht ausgeglichen werden können [3], verschlechtert sich die Energieauflösung der Elektronenstreuexperimente bei längeren Messzeiten sukzessive durch langsame Schwankungen der Injektorenergie. Insbesondere bei hohen Strahlströmen im rezirkulierenden Betrieb, die zu hoher Strahlenbelastung in der Beschleunigerhalle führen, wurden zudem Instabilitäten der Hochspannung an der thermionischen Elektronenkan-

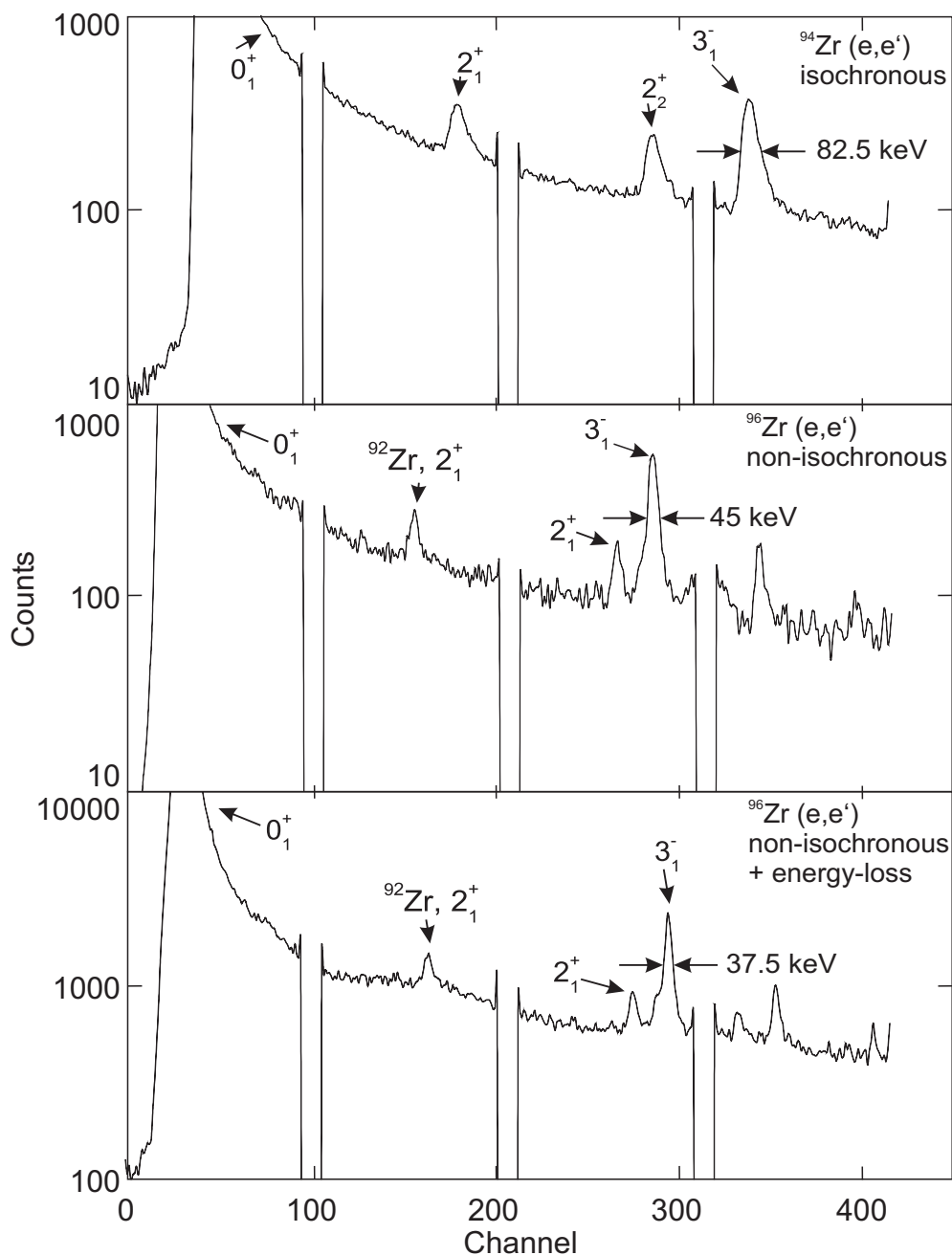


Abb. 6.10: Spektren inelastischer Elektronenstreuung an Zirkon bei isochroner und nicht-isochroner Strahleinstellung sowie bei nicht-isochroner Strahleinstellung und zusätzlicher Verwendung der Dispersionsanpassung ("energy-loss Modus") am Lintott-Spektrometer. Die Halbwertsbreiten der Streulinien fallen bei nicht-isochroner Einstellung deutlich kleiner aus. Eine zusätzliche Verwendung der Dispersionsanpassung vergrößert dabei im Wesentlichen die Langzeitstabilität.

ne beobachtet, die durch Flugzeiteffekte in erheblichem Maße zu den Energieschwankungen des Injektorstrahls beitragen [35]. Dies kann durch Nutzung der Dispersionsanpassung am Lintott-Spektrometer behoben werden.

Im Vergleich zu einer isochronen Strahleinstellung mit Dispersionsanpassung zeigt sich dabei ein wesentlich verringerter Strahlungsuntergrund am Spektrometer, was sich durch die weniger starke dispersive Aufweitung des Elektronenstrahls in der Strahlführung aufgrund seiner hohen Energieschärfe erklären lässt.

## 7 Schlussbemerkung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war eine Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls durch Anwendung nicht-isochroner Strahldynamik, wie sie in [2, 3] angeregt wurde. Zur Umsetzung dieses Konzepts am S-DALINAC waren detaillierte Strahldynamiksimulationen, ein Umbau der bisher isochron ausgelegten Rezirkulationsstrecken sowie der Aufbau zusätzlicher Strahldiagnose notwendig. Durch Elektronenstreuexperimente, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, konnte schließlich gezeigt werden, dass die Verwendung eines nicht-isochronen Arbeitspunkts zu einer Erhöhung der Energieschärfe um einen Faktor von 5.4 im Vergleich zu einer isochronen Einstellung führt. Die erreichte Energieschärfe des Elektronenstrahls von  $\Delta E_{rms}/E = 1.23 \cdot 10^{-4}$  stellt den bislang besten gemessenen Wert am S-DALINAC dar und kann die Präzision von kernphysikalischen Elektronenstreuexperimenten in Zukunft deutlich verbessern. Eine weitere Erhöhung der Energieschärfe im nicht-isochronen Betrieb wird zudem durch den Einbau eines energiedefinierenden Schlitzsystems im Injektor angestrebt [7, 49, 50].

Für die Berechnungen der longitudinalen Strahldynamik wurde eigens ein Tracking-Code entwickelt. Mit diesem Code konnten die bereits vorliegenden Berechnungen aus [4] nachvollzogen werden und durch weiterführende Simulationen ergänzt werden. Die hierbei gefundenen Ergebnisse lassen erwarten, dass ein nicht-isochroner Arbeitspunkt am S-DALINAC nicht nur eine Verbesserung der Energieschärfe bewirkt, sondern zusätzlich die Stabilität des Elektronenstrahls gegenüber Fehlern der Hochfrequenzfelder im Hauptbeschleuniger erhöht. In weiteren Simulationen wurde zudem der Einfluss einer fehlerhaften Weglängen Anpassung auf die Energieschärfe des rezirkulierten Elektronenstrahls untersucht. Während sich die Strahlqualität bei einer isochronen Strahleinstellung drastisch verschlechtert, kann durch nicht-isochrones Rezirkulieren auch dieser Fehlerbeitrag kompensiert werden. Trotzdem wird selbstverständlich eine Korrektur des zu +1 mm bis +2 mm bestimmten Weglängenfehlers angestrebt. Da die erste Rezirkulation beim geplanten Einbau einer dritten Rezirkulationsstrecke ohnehin um wenige Zentimeter verschoben werden muss [55], wird die Korrektur während dieser geplanten Umbaumaßnahmen stattfinden. Im Laufe einer Spektrometerstrahlzeit wurde die verbesserte Stabilität bereits belegt. Der rezirkulierte Elektronenstrahl konnte jeweils ohne größere Korrekturen an der Strahlführung oder

den Setzwerten der Hochfrequenzregelung über mehrere Tage unterbrechungsfrei aufrechterhalten werden.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Aufbau für Flugzeitmessungen erweitert die Strahldiagnosemöglichkeiten am S-DALINAC um ein wirkungsvolles Instrument für longitudinale Messungen. Die Bauteile für das digitale Komplettsystem werden derzeit angefertigt, so dass ein Einbau am S-DALINAC während der nächsten Monate erfolgen kann. Mit Hilfe von Flugzeitmessungen konnten die longitudinalen Strahltransporteigenschaften der Rezirkulationsbögen quantifiziert werden, was für eine gezielte Einstellung des optimalen nicht-isochronen Arbeitspunkts unerlässlich war. Zudem wurden Flugzeitmessungen erfolgreich zur Bestimmung der neuen Prebuncheramplituden und -Phasen nach dem Einbau der spinpolarisierten Quelle genutzt [11, 61]. Gegenwärtig wird untersucht, ob durch Flugzeitmessungen am Injektor in Verbindung mit einer Rückkopplung zum Kontrollsystem eine weitere Stabilisierung des Injektorstrahls möglich ist [53].

Die Ergebnisse der vorgestellten Arbeit ermöglichen zukünftig den Regelbetrieb auf dem nicht-isochronen Strahlbetrieb. Seit Juli 2012 sind daher alle Strahlzeiten für Elektronenstreuung am S-DALINAC mit nicht-isochroner Strahleinstellung durchgeführt worden. Das Konzept konnte sich demnach auch bereits im Praxisbetrieb bewähren.

# A Anhang

## A.1 Tracking Codes für longitudinale Teilchendynamik

In diesem Teil des Anhangs sind die verschiedenen MATLAB-Trackingalgorithmen aufgeführt, die für die Simulationen in Kap. 4 verwendet wurden. Alle Textpassagen in einer Zeile, die hinter einem %-Zeichen folgen, werden von MATLAB als Kommentare behandelt.

### A.1.1 Parameterscan für 1,2 und 3 Rezirkulationen

Mit dem hier vorgestellten Code kann der longitudinale Phasenraum bei Verwendung von einer, zwei oder drei Rezirkulationen berechnet werden. Im ersten Teil werden randomisierte Matrizen für die Verteilung des Elektronenstrahls hinter dem Injektor sowie für die fehlerbehafteten Phasen- und Amplitudenwerte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen erzeugt. Im zweiten Teil werden die verschiedenen longitudinalen Arbeitspunkte in Form einer verschachtelten Schleife durchlaufen und jeweils die resultierende Energieschärfe berechnet.

```
N_P=5000; % Teilchenzahl
N_REZ=3; % Anzahl der Rezirkulationen
EGESAMTSOLL=50+N_REZ*40; % Soll-Gesamtenergie
P_SOLL=0; % Soll-Phase einer Cavity
E_SOLL=5; % Soll-Energiegewinn einer Cavity
ESUMSOLL=[10 50 90 130]; % Sollenergie nach jeder Rezirkulation

DE=0.0003; % Amplitudenfehler einer Cavity
DP=0.3; % Phasenfehler einer Cavity

P_INJ=randn(1,N_P); % normalverteilte Injektor-Phasen
% P_INJ=(2*rand(1,NOP)-1); % gleichverteilte Injektor-Phasen

E_INJ=(randn(1,N_P))*0.01+10; % normalverteilte Injektor-Energien
% E_INJ=(2*rand(1,NOP)-1)*0.01+10; % gleichverteilte Injektor-Energien

% normalverteilte Energiegewinn-Matrix für alle Linac Cavities
for i=1:1:8
for j=1:1:N_P
```

```

EIST(i,j)=E_SOLL+(randn(1))*E_SOLL*DE;
end
end

% gleichverteilte Energiegewinn-Matrix für alle Linac Cavities
% for i=1:1:8
% for j=1:1:N_P
% EIST(i,j)=E_SOLL+(2*rand(1,1)-1)*E_SOLL*DE;
% end
% end

% normalverteilte Phasen-Matrix für alle Linac Cavities
for i=1:1:8
for j=1:1:N_P
PIST(i,j)=P_SOLL+(randn(1))*DP;
end
end

% gleichverteilte Phasen-Matrix für alle Linac Cavities
% for i=1:1:8
% for j=1:1:N_P
% PIST(i,j)=P_SOLL+(2*rand(1,1)-1)*DP;
% end
% end

ESUM=E_INJ;
PSUM=P_INJ;
SCAN=zeros(301,61); % Erzeugung der Ergebnismatrix

% Abscannen des longitudinalen Phasenraums
for sp=1:1:301
for ld=1:1:61

LONGDISP=[0 -(ld-1)/10 -(ld-1)/10 -(ld-1)/10];
SPHASE=-(sp-1)/10*ones(1,N_P);

% Anwendung der longitudinalen Dispersion im Bogen
for k=1:1:N_REZ+1
PSUM=PSUM+360*LONGDISP(k)*(ESUM-ESUMSOLL(k))/ESUMSOLL(k);

% Anwendung des Energiegewinns in den Cavities
for i=1:1:8
ESUM=ESUM+EIST(i,:).*
cos((SPHASE+PIST(i,:)+PSUM)*pi/180)./cos(SPHASE*pi/180);
end
end

% Einsetzen der Energieschärfe in die Ergebnismatrix
A=std(ESUM)/EGESAMTSOLL;
SCAN(302-sp,62-ld)=log10(A);

```



```

% Wiederherstellung der Injektorverteilungen
ESUM=E_INJ;
PSUM=P_INJ;

end
end

```

## A.1.2 Unabhängige Variation der Dispersionen

Mit dem hier vorgestellten Code können für zwei Rezirkulationen die Werte der longitudinalen Dispersion der beiden Rezirkulationsbögen unabhängig voneinander bei einer festgelegten Synchrotronphase  $\Phi_S$  variiert werden. Es ist nur der Teil aufgeführt, ab dem dieser Code von dem in A.1.1 vorgestellten abweicht.

```

% Festlegen der Synchrotronphase in °
sp=-9.4;
SPHASE=-(sp-1)/10*ones(1,N_P);

% Abscannen des longitudinalen Phasenraums
for ld1=1:1:121
for ld2=1:1:121

LONGDISP=[0 -(ld1-1)/10 -(ld2-1)/10];

% Anwendung der longitudinalen Dispersion im Bogen
for k=1:1:N_REZ+1
PSUM=PSUM+360*LONGDISP(k)*(ESUM-ESUMSOLL(k))/ESUMSOLL(k);

% Anwendung des Energiegewinns in den Cavities
for i=1:1:8
ESUM=ESUM+EIST(i,:).*
cos((SPHASE+PIST(i,:)+PSUM)*pi/180)./cos(SPHASE*pi/180);
end
end

% Einsetzen der Energieschärfe in die Ergebnismatrix
A=std(ESUM)/EGESAMTSOLL;
SCAN(122-sp,122-ld)=log10(A);

% Wiederherstellung der Injektorverteilungen
ESUM=E_INJ;
PSUM=P_INJ;

end
end

```

### A.1.3 Variation der Weglänge

Mit dem hier vorgestellten Code kann für die Verwendung von zwei Rezirkulationen der Einfluss einer fehlerhaften Weglänge in der ersten Rezirkulation simuliert werden. Es ist wiederum nur der Teil aufgeführt, ab dem dieser Code von dem in A.1.1 vorgestellten abweicht.

```
% Festlegen eines Weglängenfehlers in mm
DL=1;

% Abscannen des longitudinalen Phasenraums
for sp=1:1:301
for ld=1:1:61

LONGDISP=[0 -(ld-1)/10 -(ld-1)/10];
SPHASE=-(sp-1)/10*ones(1,N_P);

% Anwendung des Energiegewinns in den Cavities (1.Durchschuss)
for i=1:1:8
ESUM=ESUM+EIST(i,:).*
cos((SPHASE+PIST(i,:)+PSUM)*pi/180)./cos(SPHASE*pi/180);
end

% Anwendung der longitudinalen Dispersion im ersten Bogen
PSUM=PSUM+360*LONGDISP(2)*(ESUM-ESUMSOLL(2))/ESUMSOLL(2);

% Anwendung des Weglängenfehlers im ersten Bogen
PSUM=PSUM+(PL*3.6)*ones(1,N_P);

% Anwendung des Energiegewinns in den Cavities (2.Durchschuss)
for i=1:1:8
ESUM=ESUM+EIST(i,:).*
cos((SPHASE+PIST(i,:)+PSUM)*pi/180)./cos(SPHASE*pi/180);
end

% Anwendung der longitudinalen Dispersion im zweiten Bogen
PSUM=PSUM+360*LONGDISP(3)*(ESUM-ESUMSOLL(3))/ESUMSOLL(3);

% Anwendung des Energiegewinns in den Cavities (3.Durchschuss)
for i=1:1:8
ESUM=ESUM+EIST(i,:).*
cos((SPHASE+PIST(i,:)+PSUM)*pi/180)./cos(SPHASE*pi/180);
end

% Einsetzen der Energieschärfe in die Ergebnismatrix
A=std(ESUM)/EGESAMTSOLL;
```

```

SCAN(302-sp,62-ld)=log10(A);

% Wiederherstellung der Injektorverteilungen
ESUM=E_INJ;
PSUM=P_INJ;

end
end

```

## A.2 Aufbau der ersten Rezirkulation

In diesem Abschnitt werden die Längen und Gradienten der Strahlführungselemente der ersten Rezirkulation aufgeführt. Der erste Bogen ist dabei nicht-isochron auf  $r_{56} = -1,5 \text{ mm/\%}$  eingestellt, während der zweite Bogen isochron betrieben wird. Die angegebenen Gradienten beziehen sich auf eine Strahlenergie von 50 MeV, für niedrigere Energien müssen sie demnach entsprechend skaliert werden.

Tab. A.1: Nicht-isochroner F0-Bogen

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
F0BM01	0.2869	
Driftstrecke	0.2894	
F0QU01	0.1965	2.5913
Driftstrecke	0.8392	
F0BM02	0.2869	
Driftstrecke	0.8089	
F0QU02	0.1965	2.5913
Driftstrecke	0.2967	
F0BM03	0.2869	

Tab. A.2: F1-Gerade

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
Driftstrecke	1.0119	
F1QU01	0.1643	0.5980
Driftstrecke	2.6467	
F1QU02	0.1643	-0.5382
Driftstrecke	2.6527	
F1QU03	0.1643	0.5382
Driftstrecke	2.6497	
F1QU04	0.1643	-0.5382
Driftstrecke	2.6367	
F1QU05	0.1643	0.5382
Driftstrecke	2.6507	
F1QU06	0.1643	-0.5382
Driftstrecke	2.6367	
F1QU07	0.1643	0.5980
Driftstrecke	1.0679	

Tab. A.3: Isochroner F2-Bogen

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
F2BM01	0.2869	
Driftstrecke	0.2951	
F2QU01	0.1965	2.9370
Driftstrecke	0.8105	
F2BM02	0.2869	
Driftstrecke	0.8424	
F2QU02	0.1965	2.9370
Driftstrecke	0.2862	
F2BM03	0.2869	

### A.3 Aufbau der zweiten Rezirkulation

In diesem Abschnitt werden die Längen und Gradienten der Strahlführungselemente der zweiten Rezirkulation aufgeführt. Der erste Bogen ist dabei nicht-isochron auf  $r_{56} = -1,5 \text{ mm/\%}$  eingestellt, während der zweite Bogen isochron betrieben wird. Die angegebenen Gradienten beziehen sich auf eine Strahlenergie von 90 MeV, für niedrigere Energien müssen sie demnach entsprechend skaliert werden.

Tab. A.4: Nicht-isochroner S0-Bogen

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
F0BM01	0.3016	
Driftstrecke	0.6945	
S0QU01	0.1965	-2.9288
Driftstrecke	0.1635	
S0QU02	0.1965	3.7491
Driftstrecke	0.9038	
S0BM01	0.2899	
Driftstrecke	0.5490	
S0BM02	0.2899	
Driftstrecke	0.5500	
S0BM03	0.2899	
Driftstrecke	0.7141	
S0QU03	0.1965	2.3410
Driftstrecke	1.4665	
S0BM04	0.2899	

Tab. A.5: S1-Gerade

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
Driftstrecke	1.3049	
S1QU01	0.1643	0.2500
Driftstrecke	2.5167	
S1QU02	0.1643	-0.2000
Driftstrecke	2.5527	
S1QU03	0.1643	0.1000
Driftstrecke	2.5387	
S1QU04	0.1643	-0.1000
Driftstrecke	2.5287	
S1QU05	0.1643	0.1000
Driftstrecke	2.5347	
S1QU06	0.1643	-0.2000
Driftstrecke	2.5427	
S1QU07	0.1643	0.2500
Driftstrecke	1.2129	

Tab. A.6: Isochroner S2-Bogen

Element	Länge [m]	Gradient [T/m]
S2BM01	0.2899	
Driftstrecke	1.1086	
S2QU01	0.1965	3.7523
Driftstrecke	0.2112	
S2QU02	0.1965	-2.5361
Driftstrecke	0.7648	
S2BM02	0.2899	
Driftstrecke	0.5490	
S2BM03	0.2899	
Driftstrecke	0.5490	
S2BM04	0.2899	
Driftstrecke	0.5903	
S2QU03	0.1965	3.3695
Driftstrecke	0.2093	
S2QU04	0.1965	-2.7470
Driftstrecke	1.1378	
F2BM03	0.3016	



# Literatur

- [1] DFG Sonderforschungsbereich 634, *Kernstruktur, nukleare Astrophysik und fundamentale Experimente bei kleinen Impulsüberträgen am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC* (2003-2015) TU Darmstadt.
- [2] H. Herminghaus, *The polytron as a cw electron accelerator in the 10 GeV range*, Nucl. Instr. and Meth. A **305** (1991) 1.
- [3] H. Herminghaus, *On the inherent stability of non-isochronous recirculating accelerators*, Nucl. Instr. and Meth. A **314** (1992) 209.
- [4] R. Eichhorn, *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*, Dissertation (1999) D17, TU Darmstadt.
- [5] A. Richter, *Operational Experience at the S-DALINAC*, Proc. of the 5<sup>th</sup> EPAC, Eds. S. Meyers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.
- [6] M. Brunken, H. Genz, M. Gopych, H.-D. Gräf, S. Khodyachykh, S. Kostial, U. Laier, A. Lenhardt, H. Loos, J. Mühl, M. Platz, A. Richter, S. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, S. Watzlawik, S. Döbert, *Latest Developments from the S-DALINAC*, Proc. of the 2000 Lin. Acc. Conf, Ed. A.W. Chao, S.L. Yu, R.D. Ruth, SLAC-R-561 (2000) 152.
- [7] F. Hug, C. Burandt, J. Conrad, R. Eichhorn, M. Kleinmann, M. Konrad, T. Kürzeder, P. Nonn, N. Pietralla, S. Sievers, *Operational findings and upgrade plans on the superconducting electron accelerator S-DALINAC*, Proc. of the 2011 Part. Acc. Conf., New York, NY, USA (2011) 1999.
- [8] A. Richter, *Der neue Freie-Elektronen-Laser in Darmstadt*, Physikalische Blätter **54** (1998) 31.
- [9] M. Brunken, S. Döbert, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *First Lasing of the Darmstadt CW Free Electron Laser*, Proc. of the 20<sup>th</sup> Intern. FEL Conference, Nucl. Instr. Meth. A **429** (1999) 21.

- [10] Y. Fritzsche, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation (2011) D17, TU Darmstadt.
- [11] Y. Poltoratska, C. Eckardt, W. Ackermann, K. Aulenbacher, T. Bahlo, R. Barday, M. Brunken, C. Burandt, R. Eichhorn, J. Enders, M. Espig, S. Franke, C. Inghen Haag, J. Lindemann, W.F.O. Müller, M. Platz, M. Roth, F. Schneider, M. Wagner, A. Weber, T. Weiland, B. Zwicker *Status and recent developments at the polarized-electron injector of the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC*, J. Phys.: Conf. Ser. **298** (2011) 012002.
- [12] A. Araz, U. Bonnes, R. Eichhorn, F. Hug, M. Konrad, M. Platz, A. Richter, R. Stassen, *3 GHz digital rf control at the superconducting Darmstadt electron linear accelerator: First results from the baseband approach and extensions for other frequencies*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010) 082801.
- [13] M. Konrad, U. Bonnes, C. Burandt, R. Eichhorn, P. Nonn, J. Enders, N. Pietralla, *Digital base-band rf control system for the superconducting Darmstadt electron linear accelerator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012) 052802.
- [14] K. Alrutz-Ziemssen, *Die Injektion des Darmstädter Supraleitenden 130 MeV Rezyklotrons für Elektronen*, Diplomarbeit (1986) TH Darmstadt.
- [15] R. Eichhorn, A. Araz, M. Brunken, J. Conrad, H.D. Gräf, M. Hertling, F. Hug, M. Konrad, T. Kürzeder, M. Platz, A. Richter, S. Sievers, T. Weilbach, *Results from a 850 C Heat Treatment and Operational Findings from the 3 GHz SRF Cavities at the S-DALINAC*, Proc. of the 2007 RF Superc. Workshop, Beijing, China (2007) 163.
- [16] A. Stascheck, *Vollständige Spektroskopie einer hochliegenden Isospin-Analogresonanz in der Reaktion  $^{90}\text{Zr}(e,e'p)^{89}\text{Y}$  und Verbesserung der unbelasteten Güten der Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC*, Dissertation (1996) D17, TH Darmstadt.

- [17] M. Kleinmann, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, N. Pietralla, *CW Energy Upgrade to the Superconducting Electron Accelerator S-DALINAC*, Proc. of the 3rd Int. Part. Acc. Conf., New Orleans, USA (2012) 1161.
- [18] T. Bahlo, *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Bunchersystems für den S-DALINAC*, Bachelor Thesis (2010) TU Darmstadt.
- [19] P. Schardt, *Mikrowellenexperimente zum chaotischen Verhalten eines supraleitenden Stadion-Billard und Entwicklung einer Einfangsektion am S-DALINAC*, Dissertation (1995) D17, TH Darmstadt.
- [20] T. Kürzeder, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Kryostatmoduls für den S-DALINAC*, Dissertation (2012) D17, TU Darmstadt.
- [21] T. Kürzeder, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, A. Richter, S. Sievers, *New Injector Cryostat Module Based on 3 GHz SRF Cavities for the S-DALINAC*, Advances in Cryogenic Engineering **57A**, J.G. Weisend II et al., Melville, New York (2012) 961.
- [22] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. A. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges, M. Zweidinger, *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **640** (2011) 6.
- [23] M. Schanz, *Entwurf des Strahlführungssystems des Darmstädter supraleitenden 130-MeV-Elektronenbeschleunigers und Untersuchung von M1-Anregungen in  $^{206}\text{Pb}$  mit hochauflösender Elektronenstreuung*, Dissertation (1986) D17, TH Darmstadt.
- [24] M. Knirsch, *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*, Dissertation (1991) D17, TH Darmstadt.
- [25] H. Diesener, U. Helm, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, G. Herbert, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Rackebusch, J. Carter, *Excitation and decay of giant resonances in the  $^{40}\text{Ca}(e,e'x)$  reaction*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.

- [26] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, *Large aperture system for high-resolution 180° electron scattering*, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325.
- [27] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze, Th. Walcher, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator (DALINAC)*, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 9.
- [28] K. Lindenberg, *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*, Dissertation (2007) D17, TU Darmstadt.
- [29] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Enders, J. Hasper, A. Zilges, *The low-energy photon tagger NEPTUN*, Nucl. Instr. and Meth. A **613** (2010) 232.
- [30] D. Schüll, *Aufbau und Erprobung eines Vielkanaldetektorsystems am 169.7°-Spektrometer des Darmstädter Elektronenlinearbeschleunigers und Untersuchung von Kernzuständen in  $^9\text{Be}$  mit unelastischer Elektronenstreuung*, Dissertation (1975) D17, TH Darmstadt.
- [31] H. Theißen, *Messungen zum Energieverlust von 50-MeV-Elektronen in Kohlenstoff*, Diplomarbeit (1964), TH Darmstadt.
- [32] Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, *High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC) II. beam transport system and spectrometer (energy-loss system)*, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 17.
- [33] A.W. Lenhardt, U. Bonnes, O. Burda, P. von Neumann-Cosel, M. Platz, A. Richter, S. Watzlawik, *A silicon microstrip detector in a magnetic spectrometer for high-resolution electron scattering experiments at the S-DALINAC*, Nucl. Instr. and Meth. A **562** (2006) 320.
- [34] S. Kostial, *Transversale Phasenraum-Tomographie des Elektronenstrahls am S-DALINAC*, Dissertation (2001) D17, TU Darmstadt.

- [35] F. Hug, *Simulation und Optimierung der Strahldynamik im Injektorbeschleuniger des S-DALINAC*, Diplomarbeit (2007) TU Darmstadt.
- [36] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Aufl., Teubner, Stuttgart (1996).
- [37] J. Rossbach, P. Schmüser, *Basic course on accelerator optics*, in: Proc. CAS - Fifth general Accelerator Physics Course, Volume 1, Ed. S. Turner, **CERN 94-01** (1994).
- [38] T. Winkler, *Entwurf, Bau und Erprobung eines energiedefinierenden Blendensystems für das magnetische 40°-Analysiersystem und Entwicklung eines Rechnerprogramms zur interaktiven graphischen Simulation des Strahltransports in 1. Ordnung für das magnetische Strahlführungssystem des S-DALINAC*, Diplomarbeit (1993) TH Darmstadt.
- [39] T. Weilbach, *Simulation und Optimierung der Energieverluststrahlführung am S-DALINAC*, Diplomarbeit (2009) TU Darmstadt.
- [40] E.D. Courant, H.S. Snyder, *Theory of the Alternating-Gradient Synchrotron*, Ann. of Phys. **3** (1958) 1.
- [41] R.Q. Twiss, N.H. Frank, *Orbital Stability in a Proton Synchrotron*, Rev. Sci. Instr. **20** (1949) 1.
- [42] R.H. Helm, G.A. Loew, W.K.H. Panofsky, *The Stanford Two-Mile Accelerator*, W.A. Benjamin, Inc., New York (1968).
- [43] P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, S. Strauch, *Complete Spectroscopy of an Isobaric Analog Resonance with the (e,e'p) Reaction*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2924.
- [44] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, T. Hampel, S. Kostial, U. Laier, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, O. Titze, T. Wesp, *Latest Developments from the S-DALINAC and its Free-Electron-Laser*, Proc. of the 1998 Lin. Acc. Conf., Chicago, Illinois, USA (1998) 403.
- [45] The MathWorks, Inc., *MATLAB R2012a*, Version 7.14.0.739 (2012).

- [46] A. Araz, *Aufbau und Erprobung einer digitalen HF-Regelung und Aufbau eines modularen Messsystems zur Energiestabilisierung für den S-DALINAC*, Dissertation (2009) D17, TU Darmstadt.
- [47] M. Konrad, *Development and commissioning of a digital rf control system for the S-DALINAC and migration of the accelerator control system to an EPICS based system*, Dissertation (2013) D17, TU Darmstadt.
- [48] M. Kleinmann, J. Conrad, R. Eichhorn, F. Hug, N. Pietralla, *CW Energy Upgrade of the Superconducting Electron Accelerator S-DALINAC*, Proc. of the 3rd Int. Part. Acc. Conf., New Orleans, Louisiana, USA (2012) 1161.
- [49] C. Ungethüm, *Auslegung eines Scrapersystems für den S-DALINAC*, Bachelor Thesis (2012) TU Darmstadt.
- [50] L. Jürgensen, Master Thesis, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [51] M. Reichenbach, *Bau und Erprobung von Strom- und Positionsmonitoren zur Strahlüberwachung am S-DALINAC sowie Rechnungen zur Strahlführung des FEL*, Diplomarbeit (1996) TH Darmstadt.
- [52] S. Döbert, *Nichtlineare Zeitreihenanalyse der Feldamplitude der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen und Aufbau eines HF-Monitorsystems zur zerstörungsfreien Strahldiagnose am S-DALINAC*, Dissertation (1999) D17, TU Darmstadt.
- [53] T. Bahlo, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [54] T. Quincey, *Optimierung der Strahldynamik in den Rezirkulationen des S-DALINAC*, Bachelor Thesis (2010) TU Darmstadt.
- [55] M. Kleinmann, *Design einer dritten Rezirkulation für den S-DALINAC*, Master Thesis (2011) TU Darmstadt.
- [56] F. Hug, A. Araz, R. Eichhorn, N. Pietralla, *Reducing Energy Spread of the Beam by Non-isochronous Recirculation at the S-DALINAC*, Proc. of the 1st Int. Part. Acc. Conf., Kyoto, Japan (2010) 4470.
- [57] R. Eichhorn, A. Araz, U. Bonnes, M. Brunken, M. Gopych, H.-D. Gräf, W. F.O. Müller, S. Paret, M. Platz, A. Richter, B. Steiner, S. Watzlawik,

- T. Weiland, *Methods to Reduce the Electron Beam Energy Spread at the S-DALINAC*, Proc. of the 2006 Lin. Acc. Conf., Knoxville, Tennessee, USA (2006) 73.
- [58] E. Kaster, *Konstruktion und Aufbau eines Mikrowellenresonators als Messvorrichtung für die Strahlage am Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger*, Diplomarbeit (1982) TH Darmstadt.
- [59] V. Aab, K. Alrutz-Ziemssen, R. Amend, D. Flasche, H.-D. Gräf, H. Heinrichs, V. Huck, K.D. Hummel, M. Knirsch, F. Lindqvist, W. Lotz, H. Piel, J. Pouryamout, A. Richter, T. Rietdorf, U. Schaaf, S. Simrock, E. Spamer, O. Titze, H. Weise, W. Ziegler, *The Superconducting 130 MeV Electron Accelerator at Darmstadt*, Proc. of the 3rd RF Superc. Workshop, Argonne National Laboratory, Illinois, USA (1987) 127.
- [60] C. Burandt, *Aufbau eines 6-GHz-Systems für die Hochfrequenz-Regelung am S-DALINAC*, Master Thesis (2010) TU Darmstadt.
- [61] H. Schüßler, *Flugzeitmessungen am Elektronenstrahl des S-DALINAC mit Hilfe von HF-Resonatoren*, Bachelor Thesis (2011) TU Darmstadt.
- [62] M. Hertling, *Aufbau einer zentralen relationalen Datenbank und Entwicklung einer graphischen Benutzeroberfläche für den S-DALINAC*, Dissertation (2008) D17, TU Darmstadt.
- [63] M. Konrad, C. Burandt, J. Enders, N. Pietralla, *Control System Studio Archiver with PostgreSQL Backend: Optimizing Performance and Reliability for a Production Environment*, Proc. of the Ninth Int. Workshop on Personal Computers and Part. Acc. Controls (PCaPAC), Kolkata, Indien (2012) in press.
- [64] L. R. Dalesio, J. O. Hill, M. Kraimer, S. Lewis, D. Murray, S. Hunt, W. Watson, M. Clausen, J. Delesio: *The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future*, Nucl. Instr. Meth. A **352** (1994) 179.
- [65] Experimental Physics and Industrial Control System, <http://www.aps.anl.gov/epics/>

- [66] Control System Studio, <http://cs-studio.sourceforge.net>
- [67] R. Eichhorn, A. Araz, J. Conrad, F. Hug, M. Konrad, T. Quincey, *Reducing the Energy Spread of Recirculating Linac by Non-isochronous Beam Dynamics*, Proc. of the 2010 Lin. Acc. Conf., Tsukuba, Japan (2010) 64.
- [68] F. Neumeyer, *Entwicklung eines interaktiven Rechenprogramms zur Untersuchung von elektromagnetischen Übergängen in Atomkernen am S-DALINAC* Diplomarbeit (1993) TH Darmstadt.
- [69] F. Hug, C. Burandt, R. Eichhorn, M. Konrad, N. Pietralla, *Measurements of a Reduced Energy Spread of a Recirculating Linac by Non-Isochronous Beam Dynamics*, Proc. of the 2012 Lin. Acc. Conf., Tel Aviv, Israel (2012) 531.
- [70] A. Scheikh Obeid, *Excitation strengths and transition radii differences of one-phonon quadrupole excitations from electron scattering on  $^{92,94}\text{Zr}$  and  $^{94}\text{Mo}$* , Dissertation, TU Darmstadt, (eingereicht im Mai 2013).







# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt meinem Betreuer, Professor Dr. N. Pietralla, der es mir ermöglichte, diese Arbeit auf dem spannenden Gebiet der Beschleunigerphysik durchführen zu können. Auch für das große Vertrauen, mir die Betriebsleitung des S-DALINAC noch vor Abschluss meiner Dissertation zu übertragen, möchte ich mich herzlich bedanken.

Herrn Professor em. Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter danke ich für die Übernahme des Korreferates und die Ermutigung, nach meiner Diplomarbeit im Bereich der Beschleunigerphysik mit dieser Dissertation zu beginnen.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. R. Eichhorn bedanken, der zwischenzeitlich als visiting Professor an die Cornell University gewechselt ist. Er hat mich umfassend in das Themengebiet eingearbeitet, das an Teile seiner Dissertation anknüpft. Zudem waren die Diskussionen mit ihm über den Fortgang dieser Arbeit sehr bereichernd.

Besonders herzlich danke ich Herrn Dr. H.-D. Gräf für die zahlreichen Hinweise und sein fortwährendes Interesse an meiner Arbeit auch in seinem Ruhestand.

Herrn Dr. A. Araz, mittlerweile bei Siemens beschäftigt, und Herrn. Dipl.-Ing. U. Bonnes danke ich für die Zusammenarbeit bei der Entwicklung der Elektronik für die HF-Monitore.

Den Mitgliedern der Spektrometergruppe, namentlich MSc A. Krugmann, Dipl.-Phys. S. Aslanidou, Dipl.-Phys. J. Birkhan und Dr. I. Poltoratska danke ich für die Unterstützung während der Messungen am Lintott-Spektrometer.

Ein großer Dank gilt allen Studenten, Doktoranden und Mitarbeitern der Beschleuniger- und der Betriebsgruppe für die erfolgreiche Zusammenarbeit beim Betrieb und der Weiterentwicklung des S-DALINAC.

Weiterhin bedanke ich mich bei meiner großen Familie insbesondere meinen Eltern Doreen und Bertram, meinen Brüdern Michael und Stephan und nicht zuletzt meiner Frau Felicitas für ihre Unterstützung.

Die vorliegende Arbeit wurde gefördert durch Mittel aus dem DFG Sonderforschungsbereich 634.

## **LEBENS LAUF**

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im April 2013